Resonanzen in der Proton-^{6}Li-Streuung

von

Martin Haller

aus

Nürnberg

Disbui. Erlangen

1986

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41538124_0022

Resonanzen in der Proton-^{6}Li-Streuung

Den Naturwissenschaftlichen Fakultäten

der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

zur

Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt

von

Martin Haller

aus

Nürnberg

Als Dissertation genehmigt von den Naturwissenschaftlichen Fakultäten der Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der mündlichen Prüfung: 22. Dezember 1986

Vorsitzender der Promotionskommission:

Professor Dr. G. Nollau

Erstberichterstatter: Priv.Doz. Dr. W. Kretschmer

Zweitberichterstatter: Professor Dr. H. M. Hofmann

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung 1

1 Einleitung und Motivation 3

2 Das Experiment 7
2.1 Der experimentelle Aufbau 7
2.2 Die Messung von relativem differentiellem Wirkungsquerschnitt und Analysierstärke 13
2.3 Die Ermittlung der Absolutnormierung des differentiellen Wirkungsquerschnitts 23

3 Die Analyse im Optischen Modell 25
3.1 Allgemeines 25
3.2 Beschreibung der Daten mit verschiedenen Parametersätzen 31
3.3 Vergleich der Ergebnisse mit einer Analyse der Neutronenstreuung und mit dem JLM-Modell 43

4 Streuphasenanalyse 48
4.1 Allgemeines 48
4.2 Schrittweise Parametrisierung der resonanten Streuphasen über die Energie 56
4.3 Beschreibung aller polarisiert gemessenen Daten mit energieabhängigen Phasenparametern 82

5 Diskussion der Ergebnisse und Vergleich mit theoretischen Vorhersagen 92
5.1 Die verfeinerten Resonating-Group-Rechnungen 92
5.2 Zusammenstellung der Ergebnisse und Ausblick 98

Anhang
Tabelle der experimentellen Daten 104

Literaturverzeichnis 126

Zusammenfassung

In jüngster Zeit wurden die A=7 -Systeme ^{7}Li und ^{7}Be im Rahmen von verfeinerten Resonating-Group-Rechnungen theoretisch untersucht (HOF83, HOF84, HER85, HOF85). Dabei wurden auch bisher experimentell nicht beobachtete Zustände in ^{7}Be vorhergesagt, die sich als Resonanzen in der über den Compound-Kern ^{7}Be ablaufenden elastischen $p+^{6}Li$ -Streuung bemerkbar machen sollen.

Da im interessanten Energiebereich (um 5 MeV Laborenergie) keine Daten für polarisierte Protonen vorlagen, wurde der differentielle Wirkungsquerschnitt und die Analysierstärke der $p+^{6}Li$ -Streuung im Laborenergiebereich von 1,6 bzw. 2,8 MeV bis 10 MeV bei 46 bzw. 40 Energien in vollen Winkelverteilungen gemessen. Die Daten wurden sowohl einer Analyse im Optischen Modell, die bereits Hinweise auf Resonanzeffekte erbrachte, als auch einer umfangreichen Streuphasenanalyse für L=0, 1, und 2 unter Einschluß von Kanalspin- und Bahndrehimpulsmischungen unterzogen.

Die konsistente Beschreibung aller Daten erforderte die Annahme von folgenden breiten Resonanzstrukturen:

Partialwelle	J^{π}	Resonanzenergie in MeV (C.M.)
$^{4}P_{5/2}$	$\frac{5}{2}^{-}$	4,39
$^{4}P_{3/2}$	$\frac{3}{2}^{-}$	6,76
$^{4}P_{1/2}$	$\frac{1}{2}^{-}$	4,20
$^{2}P_{1/2}$	$\frac{1}{2}^{-}$	3,68

Die Strukturen mit $J^{\pi}=\frac{1}{2}^{-}$ und $\frac{5}{2}^{-}$ bestätigen von (HOF83) vorhergesagte Niveaus im Energiebereich um 4 MeV C.M.-Energie.

Die $\frac{3^-}{2}$ -Struktur liegt dagegen energetisch weit über dem vorhergesagten Niveau bei 4,4 MeV und kann daher nicht als Bestätigung interpretiert werden.

Eine näherungsweise Parametrisierung der Resonanzstrukturen durch eine Breit-Wigner-Formel ermöglichte die Abschätzung der Resonanzparameter. Weitere Details s. Abb. 5.2.1 (Niveauschemata) und Tab. 5.2.1 (Resonanzparameter).

Geplante weitere Analysierstärkemessungen bei Laborenergien unterhalb von 2,8 MeV werden eine genauere Analyse einer weiteren, schmäleren Resonanz bei 1,6 MeV ermöglichen. Diese Resonanz zeichnet sich bereits in den Daten dieser Arbeit, sowohl in den Anregungsfunktionen des Wirkungsquerschnitts als auch in den Parametern des Optischen Modells deutlich ab.

1 Einleitung und Motivation

Die Untersuchung von Resonanzen in der Streuung von polarisierten Protonen am Targetkern ^{6}Li erlaubt Rückschlüsse auf Zustände im Compound-Kern ^{7}Be. Dieser Kern, zusammen mit seinem Spiegelkern ^{7}Li, steht seit Jahren im Mittelpunkt von experimentellen und theoretischen Untersuchungen. Dies hat - neben dem kernphysikalischen Interesse an der Entwicklung geeigneter Modelle zur Beschreibung der Struktur dieser Kerne mit vielen Niveaus bei niedriger Energie - auch besondere Gründe:

In den geplanten Kernfusionsreaktoren, die mit der Fusion von Deuterium und Tritium arbeiten, stellt die Reaktion ^{6}Li(n,t)^{4}He den dominierenden Brutprozeß für Tritium dar. Für die Entwicklung dieses Reaktortyps ist die genaue Kenntnis des Wirkungsquerschnitts dieser über den Zwischenkern ^{7}Li ablaufenden Reaktion wichtig, auch bei höheren Energien wegen der Abbremsung der Neutronen im Lithium-Mantel des Reaktors.

Die Einfangreaktion ^{3}He(α,γ)^{7}Be ist Bestandteil des pp-Zyklus beim Wasserstoffbrennen in der Sonne und insbesonders ein kritischer Parameter des Sonnenneutrino-Problems: die im ^{37}Cl-Experiment (DAV64, DAV78) nachgewiesenen hochenergetischen Sonnenneutrinos entstehen in einem Zweig des pp-Zyklus, der über diese Reaktion führt (KRA82).

In diesen beiden Fällen geht es um extrem kleine Energien; unmittelbare experimentelle Untersuchungen sind deshalb sehr schwierig. Im Fall des Wirkungsquerschnitts der Reaktion ^{3}He(α,γ)^{7}Be, beispielsweise, führten Messungen verschiedener Arbeitsgruppen zu inkonsistenten Ergebnissen (BAH82).

Ein anderer Weg besteht darin, die Struktur der Kerne ^{7}Li

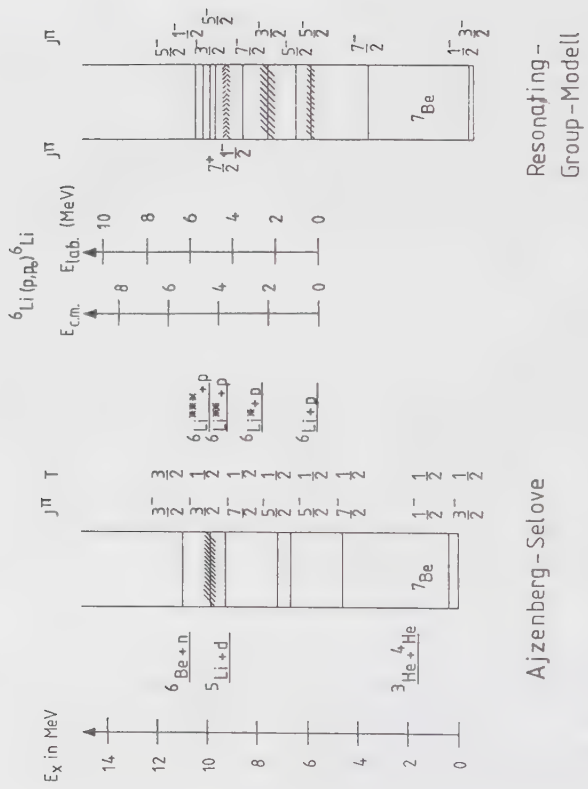

Abb. 1.1

Experimentelles Niveauschema für ^{7}Be aus (AJZ79), verglichen mit den Vorhersagen der verfeinerten Resonating-Group-Rechnungen aus (HOF83). Die entsprechenden C.M.- und Laborenergieskalen für die elastische Protonenstreuung an ^{6}Li sind eingetragen.

und ^{7}Be durch ein mikroskopisches Modell zu beschreiben, das die experimentell gefundenen Parameter, insbesondere die Schwellen und die Resonanzen, in einem großen Energiebereich möglichst gut wiedergibt. Dieser Weg wurde von Hofmann et al. (HOF83, HOF84) beschritten, deren verfeinerte Resonating-Group-Methode ("multi-channel and multi-structure") die vorhandenen experimentellen Daten gut beschreibt. Zusätzlich wurden noch weitere Niveaus in ^{7}Be bei etwa 10 MeV Anregungsenergie mit $J^{\pi}=\frac{1}{2}^{-}$, $\frac{3}{2}^{-}$ und $\frac{5}{2}^{-}$ vorhergesagt. Eine Gegenüberstellung mit dem experimentellen Niveauschema findet sich in Abb. 1.1.

Das Prinzip dieser verfeinerten Resonating-Group-Methode wird in Kap. 5 skizziert; dort werden auch die Ergebnisse dieser Arbeit zusammenfassend mit den Vorhersagen aus (HOF83) und mit neueren, noch nicht veröffentlichten Rechnungen (HER85, HOF85) verglichen.

Nach (HOF83) sollen sich einige der vorhergesagten Niveaus mit $J^{\pi}=\frac{1}{2}^{-}$, $\frac{3}{2}^{-}$ oder $\frac{5}{2}^{-}$ und $T=\frac{1}{2}$ auch als Resonanzen in der elastischen Streuung von Protonen an ^{6}Li bemerkbar machen. Der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion wurde von McCray (MCC63) bei Laborenergien E_p von 0,45 MeV bis 2,9 MeV und von Harrison et al. (HAR63) bei E_p von 2,4 MeV bis 12 MeV gemessen. Die Anregungsfunktionen zeigen eine breite Resonanzstruktur bei $E_p \approx 5$ MeV; eine genaue Analyse ist jedoch allein mit unpolarisiert gemessenen Daten wegen der großen Anzahl beitragender Streuphasen nicht möglich (s. auch Abschnitt 4.2).

Analysierstärkemessungen liegen nur für E_p von 1,2 MeV bis 3,2 MeV bei nur 7 bis 11 Streuwinkeln pro Energie vor (PET69); bei der Phasenanalyse waren die Dublett-P-Phasen und alle Phasenmischungen vernachlässigt worden.

Der experimentelle Test der Vorhersagen von Hofmann et al. über die Reaktion $^{6}Li(\vec{p},p_0)^{6}Li$ erforderte die Messung von differentiellem Wirkungsquerschnitt und Analysierstärke in einem großen Energiebereich mit hinreichend feinen Energie- und Streuwinkelschritten sowie eine Phasenanalyse der Daten, die neben den Eigenphasen für Bahndrehimpulse L=0, 1 und 2 auch Mischungen von Phasen mit gleichem J^{π} berücksichtigt. Mit Hilfe dieser Phasenanalyse ist ein Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit den Vorhersagen der Theorie möglich.

2 Das Experiment

2.1 Der experimentelle Aufbau

Der differentielle Wirkungsquerschnitt der elastischen Protonenstreuung an ^{6}Li wurde bei 46 Protonen-Einschußenergien von 1,6 MeV bis 10 MeV, die Analysierstärke bei 40 Energien von 2,8 MeV bis 10 MeV gemessen. Zwischen 3 und 6 MeV war die Schrittweite der Einschußenergie 100 keV.

Diese Messungen sind in insgesamt drei Strahlzeiten mit im wesentlichen gleichem experimentellem Aufbau durchgeführt worden. Der polarisierte Protonenstrahl wurde in einer Lambshift-Quelle erzeugt, vom Erlanger EN-Tandembeschleuniger auf die Endenergie beschleunigt und dann in eine 4π-Streukammer fokussiert. In Abb. 2.1.1 ist die Streuanordnung schematisch skizziert. Der Protonenstrahl wurde durch einen

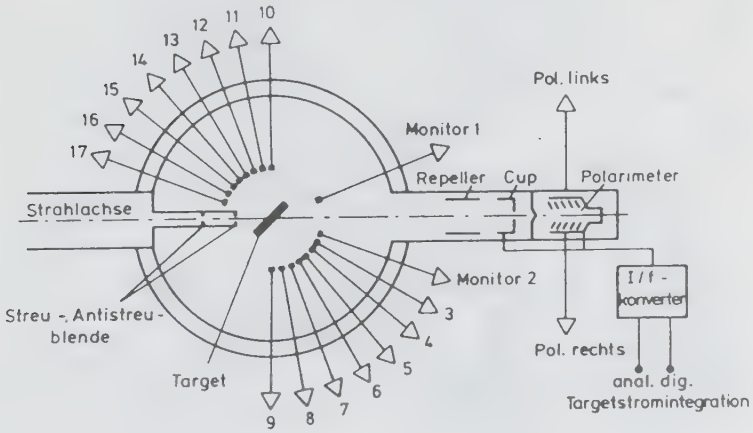

Abb. 2.1.1
Schematische Skizze der 4π-Streuapparatur (aus SCH82)

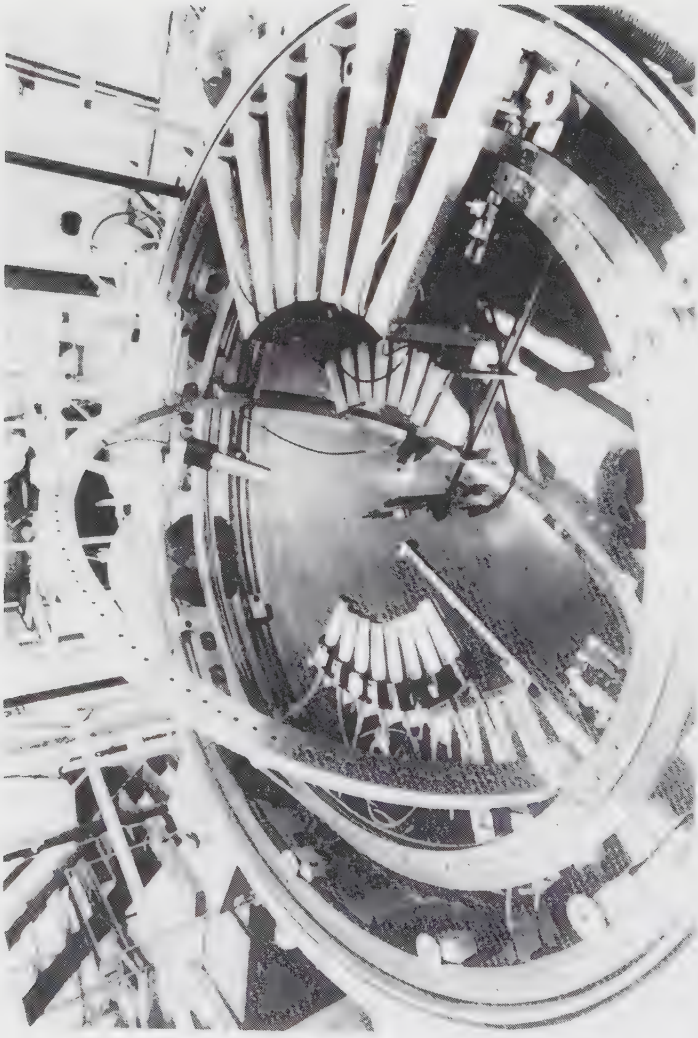

Abb. 2.1.2
Blick in die 4π-Streukammer mit Out-of-plane-Detektoren

langen Kollimator, bestehend aus Streu- und Antistreublende mit 3 bzw. 3,2 mm Durchmesser, auf das auswechselbare Target fokussiert. Die Meßzähler 3 bis 9 (Streuwinkel 30° bis 90°) und 10 bis 17 (Streuwinkel 90° bis 160°) waren auf zwei drehbaren Ringen montiert. Bei jedem zweiten Meßlauf wurden beide Ringe um 5° weitergedreht (Streuwinkel 35° bis 165°), so daß insgesamt 28 Streuwinkel pro Energie gemessen wurden.

Für die Detektoren wurden Halbleitersperrschichtzähler verwendet, deren Raumwinkel durch Kollimatoren begrenzt waren. Dabei wurden die Blenden für die Rückwärtswinkel größer gewählt, so daß die Raumwinkel bezüglich des Streuzentrums von 0,012 msr bis 0,15 msr reichten. Die kleineren Blenden bei den Vorwärtswinkeln wirken dem durch die Zunahme des Wirkungsquerschnitts bedingten Zählratenanstieg entgegen.

Die beiden Monitorzähler 1 und 2 (Abb. 2.1.1) waren in den ersten beiden Strahlzeiten unter ±20° angebracht. Um die Abtrennung des ^{6}Li-Peaks von der Streuung an ^{12}C und ^{16}O aus dem Target-Backing zu verbessern, wurden sie in der dritten Strahlzeit unter 50° oberhalb und unterhalb der Strahlachse montiert. Dieser modifizierte Aufbau ist auf einem Foto in Abb. 2.1.2 zu sehen.

Die On-line-Aufnahme von Targetstrom und Strahlpolarisation erfolgte mit einer Kombination von ^{4}He-Polarimeter und Faraday-Cup am Ausgang der 4π-Streukammer. Der digitalisierte Targetstrom wurde für beide Spinstellungen - die Strahlpolarisation wurde mit 0,1 Hz umgepolt - getrennt akkumuliert und dabei elektronisch auf die Totzeit der Datenaufnahmeelektronik korrigiert. Dazu wurde eine zum Targetstrom proportionale Frequenz, getrennt für jede Spinstellung und jeden Datenaufnahmezweig, von einem Camac Monitor Counter (CMC) gezählt; dieser wurde während der Totzeit des betreffenden ADCs angehalten.

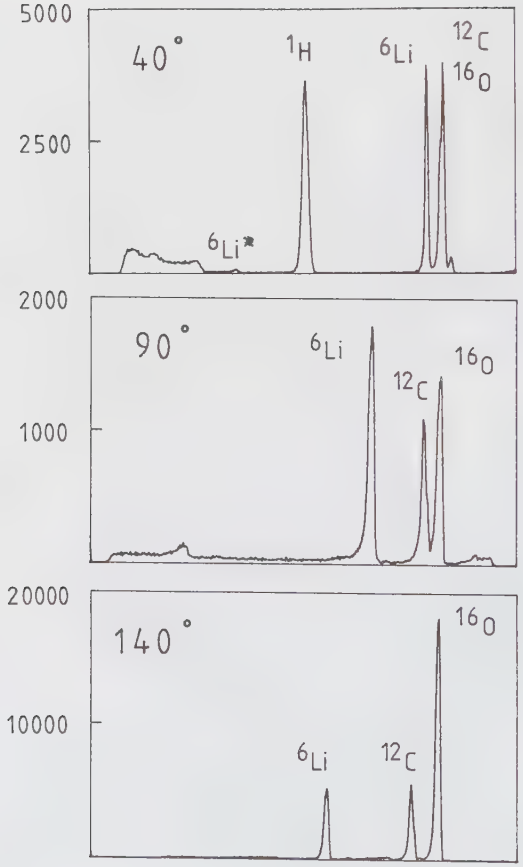

Abb. 2.1.3

Spektren von an einem C-^{6}Li-C -Target gestreuten 4 MeV-Protonen bei den Streuwinkeln 40°, 90° und 140° (im Laborsystem)

Eine besondere Schwierigkeit liegt in der Targetherstellung, weil Lithium an Luft hygroskopisch ist und schnell Li_2O und LiOH bildet und damit brüchig und instabil wird. Deshalb wurde zunächst LiF auf Ni-Backing (340 $\mu g/cm^2$ LiF) verwendet, was aber bei manchen Streuwinkeln und Energien zu Problemen bei der Auswertung infolge von Überlagerungen mit störenden inelastischen F- und Ni-Linien führte. Nach mehreren Versuchen gelang die Herstellung von Targets aus elementarem Li, eingebettet in zwei Schichten aus Al und C, bzw., als weitere Verbesserung, C und C. Damit konnten die störenden Linien weitgehend und beim C-^{6}Li-C -Target nahezu völlig beseitigt werden. Diese letzte Sorte Targets mit ca. 50 $\mu g/cm^2$ ^{6}Li mußte im Vakuum aufbewahrt werden.

In Abb. 2.1.3 sind einige Spektren von an einem C-^{6}Li-C-Target gestreuten Protonen wiedergegeben. Die ^{16}O- und ^{1}H-Linien sind auf die Bildung von LiOH infolge des Eindringens von Luftfeuchtigkeit durch die sehr dünnen, porösen ^{12}C-Backings zurückzuführen.

Die Integration der ^{6}Li-Linie erforderte den Abzug eines flachen Untergrunds, der wohl vom Mehrteilchenaufbruch herrührt (HAR63). Der zusätzliche Fehler durch einen möglicherweise subjektiven Untergrundabzug wurde durch einen Zusatz zum statistischen Fehler berücksichtigt (s. Abschnitt 2.2).

Bei den kleinsten Energien traten gewisse Schwierigkeiten auf. Der ^{6}Li-Peak ist bei den extremen Vorwärtswinkeln schwer von der Streuung an ^{12}C und ^{16}O abzutrennen; einige Winkel mußten deshalb wegfallen.

Die Transmission des Tandembeschleunigers nimmt bei kleiner Terminalspannung (unter 1,4 MV; entsprechend 2,8 MeV Protonenenergie) stark ab, so daß die vergleichsweise kleine Stromstärke der Polarisierten Quelle nicht mehr ausreicht.

Bei den Energien unter 2,8 MeV mußte deshalb mit unpolarisiertem Strahl gemessen werden.

Die Lambshift-Quelle lieferte eine durch On-line-Messung überwachte, innerhalb ±1% konstante Strahlpolarisation von 68% (1. Strahlzeit) bzw. 64% (3. Strahlzeit) über jeweils mehrere Tage Meßzeit. In der 2. Strahlzeit wurde nur mit unpolarisiertem Strahl gemessen.

Die Messungen der ersten beiden Strahlzeiten mit Energieschritten von 0,5 MeV sollten einen Überblick verschaffen. Sie wurden von M. Betz (BET85) ausgewertet und vorläufig im Rahmen des Optischen Modells analysiert. In der 3. Strahlzeit wurde dann in feinen Energieschritten (ΔE=100 keV und 200 keV) bei Einschußenergien zwischen 1,6 MeV und 6 MeV gemessen, um Aufschlüsse über die in diesem Energiebereich vorhergesagten Resonanzen gewinnen zu können.

2.2 Die Messung von relativem differentiellem Wirkungsquerschnitt und Analysierstärke

Zur Beschreibung der Observablen sei zunächst ein rechtshändiges Koordinatensystem (x,y,z) gemäß der Madison-Konvention folgendermaßen vereinbart:

1. Die z-Achse zeigt in die Richtung der einfallenden Teilchen mit Richtungsvektor $\vec{k}_{in}/|\vec{k}_{in}|$.

2. Die y-Achse zeigt in die Richtung der Streunormalen $\vec{n}$, die senkrecht zur Streuebene steht und definiert ist durch

$$\vec{n} = \frac{\vec{k}_{in} \times \vec{k}_{out}}{|\vec{k}_{in} \times \vec{k}_{out}|} \qquad \text{(Gl. 2.2.1)}$$

$\vec{k}_{in}$ und $\vec{k}_{out}$ sind die Wellenzahlvektoren der ein- bzw. auslaufenden Teilchen.

Der Polarisationsvektor $\vec{P}$ des einlaufenden Spin-$\frac{1}{2}$-Strahls steht in Spinstellung "up" in Richtung von $\vec{n}$ und in Spinstellung "down" entgegengesetzt. In beiden Fällen gilt für den differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (OHL73):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0(\theta)\,[1 + \vec{n}\cdot\vec{P}\,A_y(\theta)]$$

$$= \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0(\theta)\,[1 + P_y\,A_y(\theta)] \qquad (-1 \leq P_y \leq +1)$$

(Gl. 2.2.2)

Dabei ist $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0$ der differentielle Wirkungsquerschnitt für unpolarisierten Strahl und $A_y(\theta)$ die (Vektor-) Analysierstärke des Targets als Funktion des Streuwinkels (der

Index y wird im folgenden weggelassen).

Die Zählrate im Detektor $Z(\theta)$ unter dem Streuwinkel θ ergibt sich dann zu (OHL73):

$$Z(\theta) = n \cdot N_A \cdot d\Omega \cdot E \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \qquad \text{(Gl. 2.2.3)}$$

Dabei ist n die Teilchenzahl im Strahl, die während der Messung auf das Traget fällt; N_A ist die Zahl der Targetkerne pro Fläche; $d\Omega$ ist der Raumwinkel des Detektors und E die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors.

Die Zählrate $Z(\theta)$ erhält man durch Integration der entsprechenden Linie im Spektrum. Wegen des dabei erforderlichen Untergrundabzugs wurde bei der Berechnung des Fehlers ΔZ_i der Zählrate Z_i zusätzlich zum statistischen Fehler ein Fehler im Untergrundabzug durch einen empirischen Faktor 4 berücksichtigt.

$$Z_i = Z_{Peak} - Z_{Untergrund}$$
$$\Delta Z_i = [Z_{Peak} + 4 \cdot Z_{Untergrund}]^{1/2} \qquad \text{(Gl. 2.2.4)}$$

i steht dabei für Spin "up" (↑) oder Spin "down" (↓). Mit $P(\downarrow) = -P(\uparrow)$ und der Abkürzung σ für $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$ erhält man aus Gl. 2.2.2 und Gl. 2.2.3 für den unpolarisierten differentiellen Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma_0 = \sigma_\uparrow + \sigma_\downarrow = [Z_\uparrow(\sigma)\, N_\uparrow + Z_\downarrow(\theta)\, N_\downarrow] \cdot \Omega(\theta) \qquad \text{(Gl 2.2.5)}$$

In dieser Gleichung wurden die Konstanten $(n \cdot N_A)^{-1}$ und $(E \cdot d\Omega)^{-1}$ aus Gl. 2.2.3 zu den Faktoren N_i bzw. $\Omega(\theta)$

zusammengefaßt. N_i ist dabei von der Spinstellung i, $\Omega(\theta)$ vom Streuwinkel θ abhängig.

Da die genaue Bestimmung der Targetdichte N_A nicht möglich war, enthalten die Faktoren N_i nur die Stromintegrale einschließlich Totzeitkorrektur (s. Abschnitt 2.1). Die Absolutnormierung des differentiellen Wirkungsquerschnitts erfordert deshalb noch die Ermittlung eines winkelunabhängigen Eichfaktors. Weil die Relativnormierung von einer Energie zur nächsten ebenfalls über die Stromintegrale vorgenommen wurde, ist nur ein gemeinsamer Eichfaktor für alle experimentellen Daten nötig; auf seine Bestimmung wird im nächsten Abschnitt eingegangen.

Die Normierungsfaktoren $\Omega(\theta)$ enthalten neben den Nachweiswahrscheinlichkeiten die Raumwinkel der Detektoren, vom Streuzentrum aus gesehen. Zur Bestimmung dieser Faktoren wurde eine separate Eichmessung mit polarisierten 3,4 MeV Protonen an einem Goldtarget durchgeführt. Wie sich z.B. mit Rechnungen im Optischen Modell zeigen läßt, wird der differentielle Wirkungsquerschnitt dieser p + Au -Streuung bei der kleinen Energie sehr gut durch den reinen Coulomb-Anteil, also durch die Rutherford-Formel $\sigma(\theta) \propto \sin^{-4}(\theta/2)$, beschrieben.

Seien G_i die Zählraten der Goldmessung, so ergeben sich die Normierungsfaktoren $\Omega(\theta)$ zu

$$\Omega(\theta) = \frac{[G_\uparrow N_\uparrow + G_\downarrow N_\downarrow]_{\theta=30°} \cdot \sin^4(30°/2)}{[G_\uparrow N_\uparrow + G_\downarrow N_\downarrow]_\theta \cdot \sin^4(\theta/2)} \qquad \text{(Gl. 2.2.6)}$$

Der Fehler des (relativen) differentiellen Wirkungsquerschnitts ergibt sich durch normale Fehlerfortpflanzung. Dabei können wegen der Genauigkeit der Strommessung die

Fehler der Normierungsfaktoren N_i gegenüber den statistischen Fehlern vernachlässigt werden.

Die Analysierstärke $A(\theta)$ erhält man durch Kombination der Gl. 2.2.2 für Spin "up" und für Spin "down" ($\vec{P}$ parallel zu $\vec{n}$ bzw. antiparallel zu $\vec{n}$):

$$A(\theta) = \frac{1}{P} \frac{\sigma_\uparrow - \sigma_\downarrow}{\sigma_\uparrow + \sigma_\downarrow} = \frac{1}{P} \frac{Z_\uparrow N_\uparrow - Z_\downarrow N_\downarrow}{Z_\uparrow N_\uparrow + Z_\downarrow N_\downarrow}$$

(Gl. 2.2.7)

Dabei bezeichnen Z_i und N_i die gleichen Zählraten und Normierungsfaktoren wie beim differentiellen Wirkungsquerschnitt. Bei dieser Einzelzählerauswertung - im Gegensatz zur Doppelzählerauswertung mit 2 Detektoren unter $\pm\theta$ - gehen die Stromintegrale (über die N_i) direkt in den Meßwert ein. Die Genauigkeit der Strommessung ist daher sehr wichtig und wurde deshalb auch mit Hilfe der Monitorzähler überprüft. Die Fehler der Strommessung waren jedoch klein, verglichen mit den statistischen Fehlern der Zählraten Z_i.

Die spinunabhängigen Normierungsfaktoren $\Omega(\theta)$ heben sich in Gl. 2.2.7 zwar heraus, es wird aber problematisch, wenn beim Umschalten der Strahlpolarisation durch Umpolen des Sona-Feldes in der Lambshift-Quelle korrelierte Strahlschwankungen auftreten. Die damit verbundene korrelierte Änderung des effektiven Streuwinkels hat eine Änderung des Wirkungsquerschnitts und damit eine winkelabhängige Verfälschung des Analysierstärkewerts zur Folge. Dieser Effekt ist am größten bei Vorwärtswinkeln, wo die steile Flanke des differentiellen Wirkungsquerschnitts die größte Verschiebung bewirkt. Um die möglichen Schwankungen des effektiven Streuwinkels möglichst klein zu halten, wurden im Experiment die Detektoren weit vom Target entfernt plaziert und bei den Vorwärtswinkeln kleine Blenden vor den Detektoren gewählt.

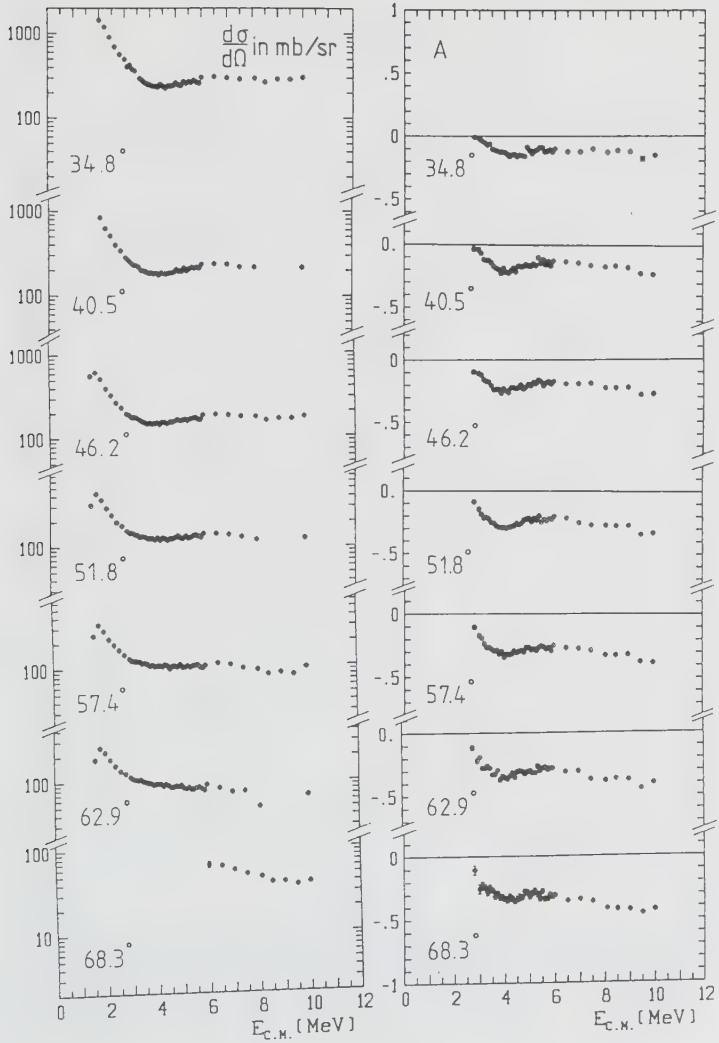

Abb. 2.2.1
Experimentelle Anregungsfunktionen für alle Streuwinkel (Angaben im C.M.-System)

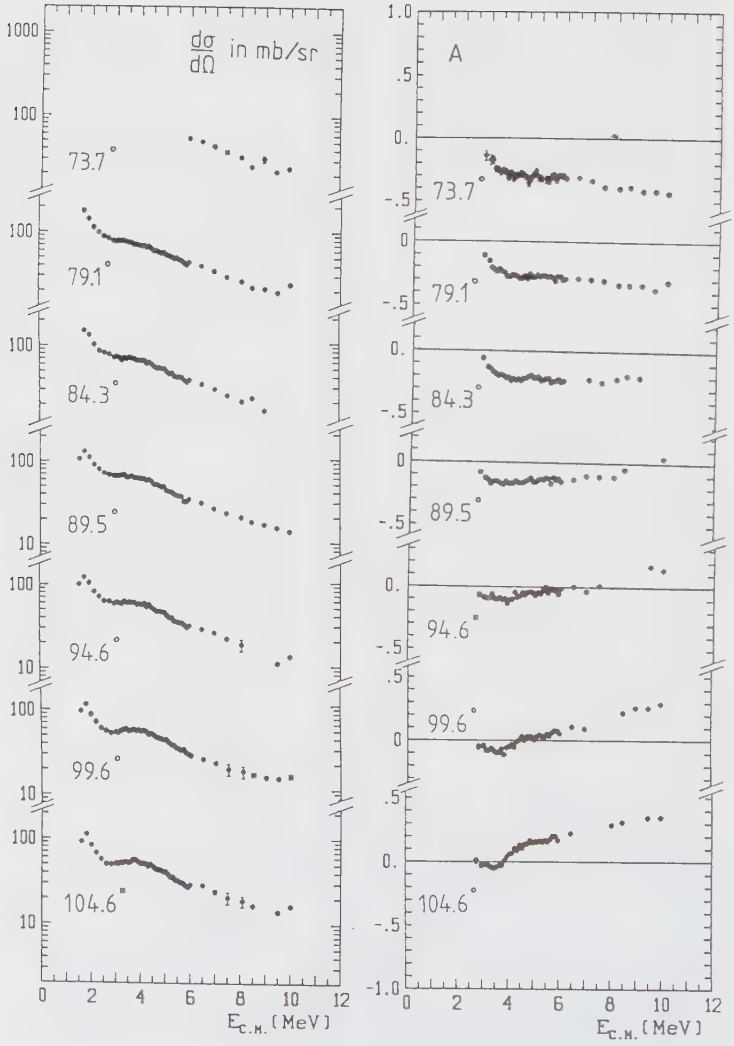

Abb. 4.2.1 (Forts.)

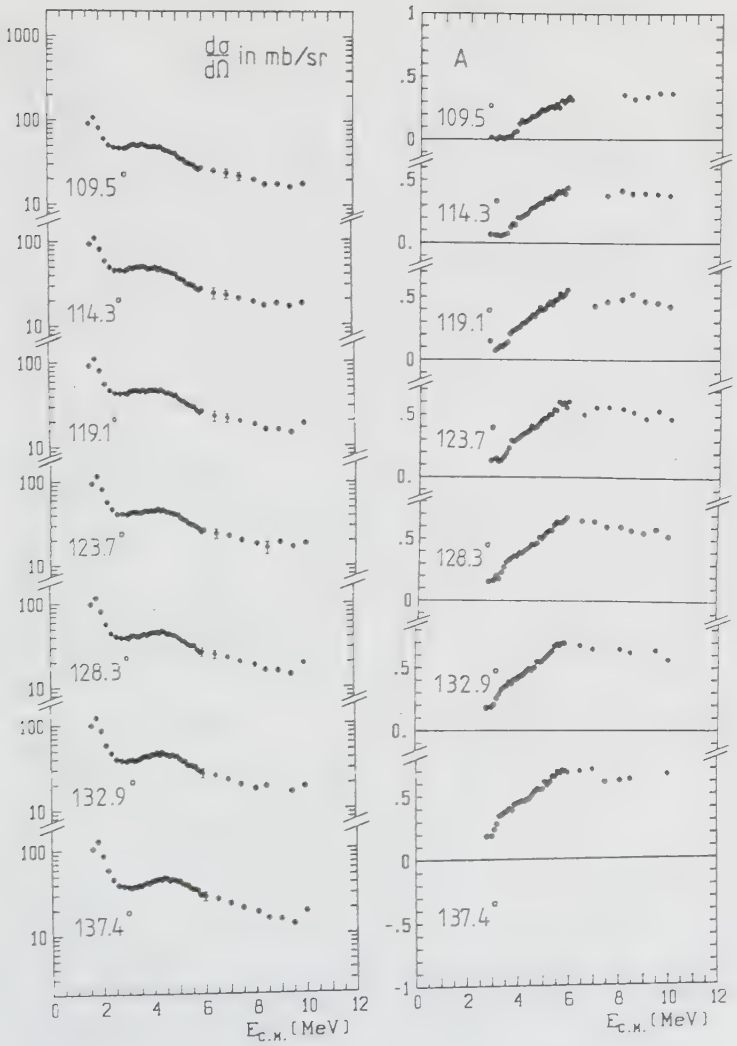

Abb. 2.2.1 (Forts.)

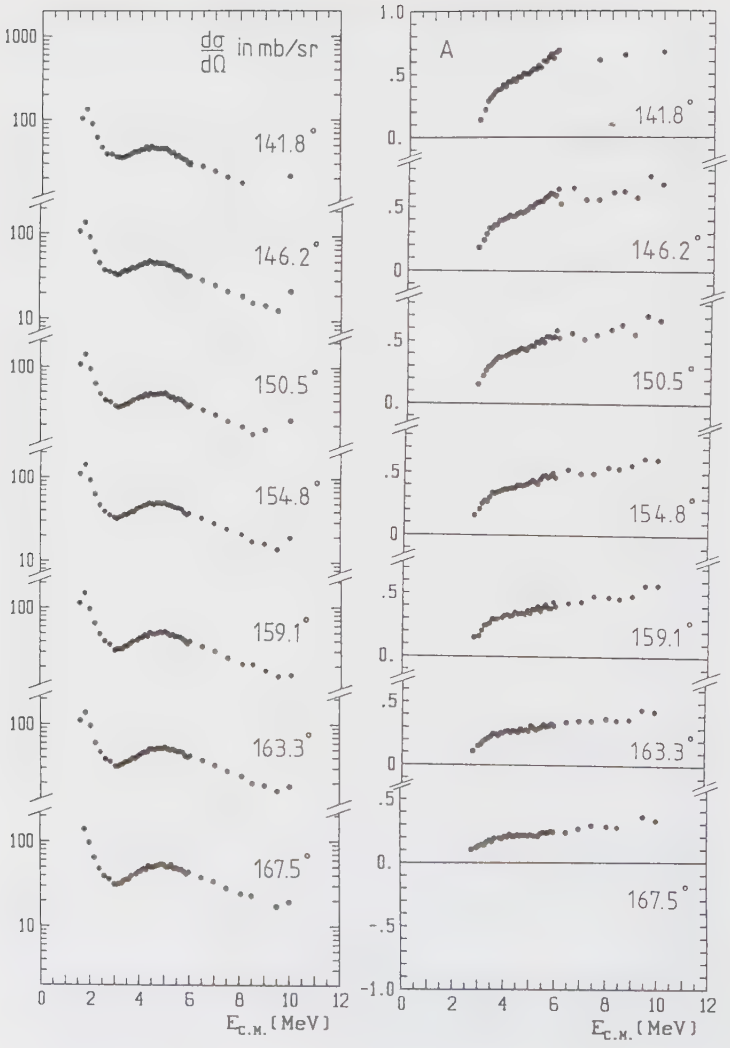

Abb. 2.2.1 (Forts.)

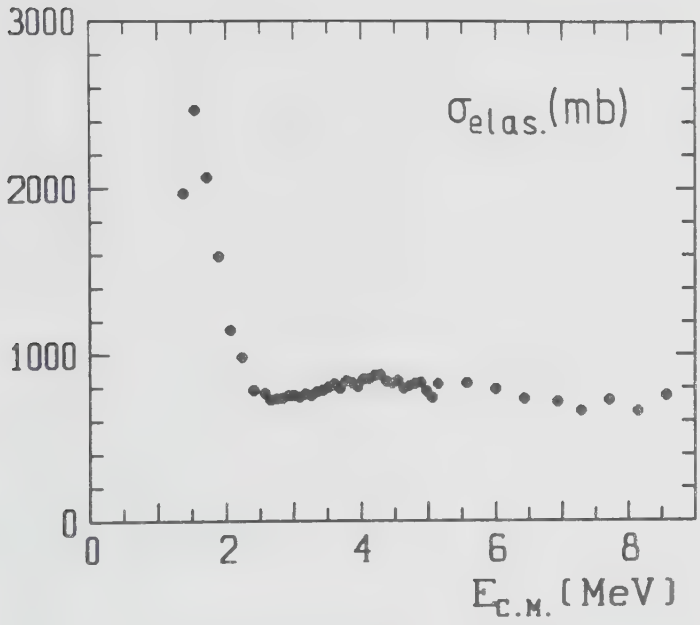

Abb. 2.2.2
Totaler elastischer Wirkungsquerschnitt ohne Coulomb-Anteil, berechnet im Rahmen einer Streuphasenanalyse (Prozedur B, s. Abschnitt 4.2) aus einem Fit an die experimentellen Wirkungsquerschnitts- und Analysierstärkedaten

Für den extremen Fall $\theta_{Lab.}=30°$ wurde abgeschätzt, daß ein (maximal möglicher) korrelierter Parallelversatz des Protonenstrahls von 0,5 mm eine Analysierstärke von ca. 4% vortäuschen würde. Bei den größeren Streuwinkeln wäre der Effekt jedoch weitaus geringer.

Der experimentelle Fehler der Analysierstärke ergibt sich durch Fehlerfortpflanzung aus dem Fehler der Strahlpolarisation $\Delta P=1\%$ und den Fehlern der Zählraten Z_i.

Die experimentellen Winkelverteilungen $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$ und $A(\theta)$ werden zusammen mit Phasenanalysen in Kap. 4 (Abb. 4.2.7) gezeigt. Eine andere Auftragungsart ist die Anregungsfunktion, also die Observable als Funktion der Energie für einen festen Streuwinkel. Diese Anregungsfunktionen für alle experimentellen Daten sind in Abb. 2.2.1 zusammengestellt. Beim Betrachten des differentiellen Wirkungsquerschnitts fällt ein starker Peak bei ca. 1,8 MeV Laborenergie und eine breitere Struktur bei ca. 5 MeV auf. Der 1,8 MeV -Peak wurde bereits in (MCC63) analysiert und als $\frac{5}{2}^-$-Resonanz interpretiert (vgl. auch Abb. 1.1); die breitere Struktur bei 5 MeV weist auf weitere Resonanzen hin.

Einen ganz ähnlichen Verlauf erkennt man im totalen elastischen Wirkungsquerschnitt ohne Coulomb-Anteil (Abb. 2.2.2), der im Rahmen von Phasenanalysen (Abschnitt 4.2, Prozedur B) in einem Streuphasenfit an die Daten berechnet wurde.

2.3 Die Ermittlung der Absolutnormierung des differentiellen Wirkungsquerschnitts

Die Schwierigkeit bei der Absolutmessung des Wirkungsquerschnitts liegt in der exakten Bestimmung der Flächendichte eines ^{6}Li-Targets, die in der Praxis nicht durchführbar ist. McCray (MCC63) hat den Absolutwert seiner Daten durch Anpassung an den berechneten Wirkungsquerschnitt der reinen Rutherford-Streuung ermittelt, was nur bei Energien unterhalb von 0,5 MeV möglich war. Seine normierten, allerdings nur bei wenigen Winkeln vorliegenden Daten eignen sich zur Absoluteichung unseres bis auf einen allgemeinen Faktor bestimmten differentiellen Wirkungsquerschnitts.

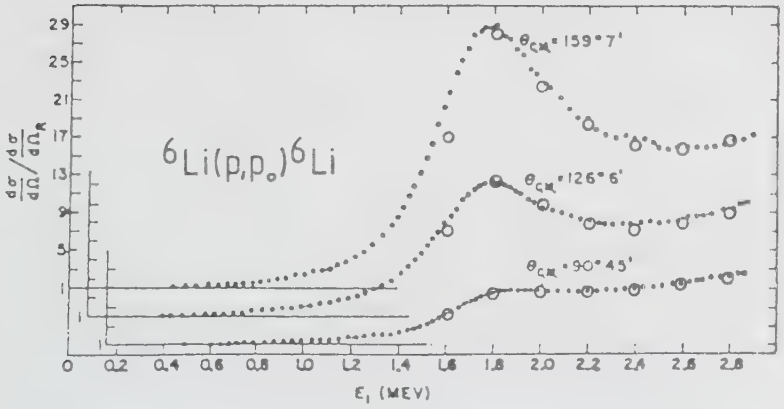

Abb. 2.3.1

Absoluteichung der Wirkungsquerschnittsdaten (o) bei $\theta_{C.M.}$ = 89,5°, 128,3° und 159,1° an vergleichbare Daten von McCray (•) bei $\theta_{C.M.}$ =90°45', 126°6' und 159°7'. Aufgetragen ist das Verhältnis $\sigma/\sigma_{Rutherford}$ (Reproduktion aus MCC63)

In Abb. 2.3.1 werden unsere auf diese Weise geeichten Daten mit den entsprechenden Daten aus (MCC63) verglichen. Die Übereinstimmung ist gut, obwohl die Streuwinkel nicht exakt zusammenfallen. Bei der Normierung sind die auf der Resonanzflanke liegenden Punkte bei 1,6 MeV nicht berücksichtigt worden.

Der von McCray angegebene Fehler seiner Absolutnormierung beträgt 5%. Damit ergibt sich für die vorliegenden Daten ein Fehler der gemeinsamen Absolutnormierung des differentiellen Wirkungsquerschnitts von 7%. Der Einfluß einer möglichen Normierungsverschiebung innerhalb dieser 7% auf die Phasenanalyse wird in Abschnitt 4.2 diskutiert.

3 Die Analyse im Optischen Modell

3.1 Allgemeines

Bei der elastischen Streuung eines Nukleons an einem aus mehreren Nukleonen aufgebauten Targetkern handelt es sich um ein Vielteilchenproblem. Es gelingt jedoch, den direkten Anteil der elastischen Streuung, einen Mechanismus, bei dem keine inneren Freiheitsgrade des Targetkerns angeregt werden, durch die vereinfachte Annahme eines Einteilchenpotentials zu beschreiben. Wegen der Analogie zur Streuung von Lichtwellen an einer trüben Glaskugel bezeichnet man diese Darstellung als "Optisches Modell". Dabei wird die teilweise Absorption der einlaufenden Teilchenwellen, also der Übergang in einen anderen als den direkten elastischen Kanal, durch den imaginären Anteil des komplexen Wechselwirkungspotentials berücksichtigt. Dem entspricht im Analogon der Optik die Verwendung eines komplexen Brechungsindexes.

Um die konkrete Form des Optischen Potentials zu gewinnen, gibt es mehrere Wege:

Ausgehend von der Annahme einer effektiven Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung kann man das Optische Potential durch eine mikroskopische Rechnung ableiten. Dieser Weg wurde von Jeukenne, Lejeune und Mahaux begangen (JEU77). Mit Hilfe einer Hartree-Fock-Näherung lösten sie zunächst den Fall der unendlichen Kernmaterie, wobei die (reellen und imaginären) Parameter des Optischen Modells über die Einschußenergie, die Kerndichte, den Neutronenüberschuß und die Stärke des Coulombfeldes parametrisiert wurden. Der Übergang zum endlichen Kern wurde durch eine Local-Density-Approximation (LDA) vollzogen, d.h. für jeden Ort des endlichen Kerns mit bekannter lokaler Dichte wird der Wert des komplexen Potentials gleich dem eines homogenen Mediums gleicher Dichte gesetzt.

Nach der zusätzlichen Einführung eines semiphenomenologischen Reichweiteparameters - des einzigen freien Parameters dieses Modells -, der den langreichweitigen Teil der effektiven Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung berücksichtigt, werden die aus Analysen experimenteller Daten gewonnenen Parameter des Optischen Modells gut beschrieben.

Bei diesem sogenannten JLM-Modell handelt es sich um eine Näherungsrechnung, weil eine Hartree-Fock-Näherung verwendet wurde, und wegen der Vernachlässigung von Schaleneffekten. Ihr Gültigkeitsbereich ist auf Energien zwischen 0 MeV und 160 MeV und auf Massenzahlen von A=12 bis A=208 beschränkt. Die Güte der Näherungen bei der LDA nimmt für leichte Kerne ab; dies ist beim Vergleich der Vorhersagen dieser Theorie mit den Ergebnissen der experimentellen Analyse im Fall der Proton-Streuung an ^{6}Li (A=6) zu berücksichtigen.

Ein weiterer, teils empirischer, teils theoretischer Weg zum Optischen Potential führt über das "Folding-Modell". Es beruht auf der Faltung einer effektiven Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung, gewonnen aus der Nukleon-Nukleon-Streuung, mit einer Dichteverteilung des Kerns, gewonnen aus der Elektronenstreuung. Dieser Ansatz wird in den folgenden Analysen jedoch nicht verwendet.

Der phänomenologische Weg zu den Parametern des Optischen Potentials geht von der modellhaften Annahme einer Potentialform aus. Beispiele sind die Woods-Saxon-Form des Zentralpotentials oder das Potential einer homogen geladenen Vollkugel für das Coulomb-Potential. Die freien Parameter dieser Potentialterme, z.B. Potentialtiefe oder Randunschärfe, werden so angepaßt, daß sich eine optimale Beschreibung der experimentellen Observablen, möglichst über einen großen Energiebereich, ergibt.

Bei den Analysen dieser Arbeit wurde folgender Potentialansatz zugrundegelegt:

$$V(r) = V_C(r) - V_0\, f(r, r_0, a_0) - 4\, a_i\, W_D \frac{d}{dr} f(r, r_i, a_i) + V_{SO}\, h(r)\, \vec{\sigma}\cdot\vec{\ell} \qquad \text{(Gl. 3.1.1)}$$

Dabei bedeuten:

r	Wechselwirkungsabstand im Schwerpunktsystem
V_C	Tiefe des Coulombpotentials
V_0	Tiefe des Zentralpotentials
W_D	Tiefe des imaginären Oberflächenpotentials
V_{SO}	Tiefe des Spin-Bahn-Potentials
$\vec{\sigma}\cdot\vec{\ell}$	Pauli-Spinoperator mal Bahndrehimpulsoperator

Die Spin-Spin-Wechselwirkung wurde bei diesem Ansatz vernachlässigt; das Spin-Spin-Potential ist jedoch klein, verglichen mit den übrigen Termen (SCH86).

Das Coulomb-Potential bezieht sich auf eine homogen geladene Vollkugel mit dem Radius $r_C\, A^{1/3}$; r_C heißt Coulomb-Radius.

$f(r, r_0, a_0)$ bezeichnet den Woods-Saxon-Formfaktor, der üblicherweise die Radialabhängigkeit des Potentials beschreibt:

$$f(r, r_0, a_0) = [1 + \exp(\frac{r - r_0\, A^{1/3}}{a_0})]^{-1} \qquad \text{(Gl. 3.1.2)}$$

Dabei steht r_0 für den Radius und a_0 für die Randunschärfe

(Diffuseness); r_i und a_i beim Imaginärteil analog.

Die Radialabhängigkeit des Spin-Bahn-Terms wird durch den Thomas-Formfaktor h(r) beschrieben:

$$h(r) = \left(\frac{\bar{h}}{m_\pi c}\right)^2 \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r) \; ; \qquad \text{(Gl. 3.1.3)}$$

dabei ist $\bar{h}/m_\pi c$ die Comptonwellenlänge des geladenen Pions.

Alle nicht direkt-elastischen Reaktionen, also die Compound-Prozesse und die direkten, nicht-elastischen Reaktionen, werden pauschal durch den Imaginärteil des Optischen Potentials erfaßt, der sich im allgemeinen aus Oberflächen- und Volumenanteil zusammensetzt. Bei Energien unterhalb von 30 MeV dominiert jedoch der Oberflächenanteil, weil bei diesen kleinen Energien die Absorption der einlaufenden Teilchen im wesentlichen an der Kernoberfläche stattfindet. Deshalb wurde der für die folgenden Analysen irrelevante Volumenterm der Übersichtlichkeit halber weggelassen.

Von einigen Autoren wird vor allem bei der Analyse von Neutronendaten zusätzlich ein imaginäres Spin-Bahn-Potential verwendet (z.B. BYR84). Bei den Analysen der Proton-Streuung an ^{6}Li hat sich jedoch herausgestellt, wie auch bei anderen Analysen der elastischen Proton-Streuung (SCH82), daß ein imaginäres Spin-Bahn-Potential die Beschreibung der Daten nicht verbessert und daß sich die Potentialtiefe auch nicht signifikant von der Null abhebt (BET85).

Die in der vorliegenden Potentialform (Gl. 3.1.1) enthaltenen 10 freien Parameter (Coulomb-Radius, 3-mal Potentialtiefe, -radius und -diffuseness) sind im Fit nicht unabhängig voneinander. Es bestehen vor allem die wohlbekannten

Korrelationen (HOD71):

$$V_0 \cdot r_0^{\,n} = \text{const.} \quad \text{mit } n \approx 2$$

$$W_D \cdot a_i^{\,m} = \text{const.} \quad \text{mit } m \approx 1$$

(Gl. 3.1.4)

Wegen der resultierenden Vieldeutigkeiten eignen sich diese Parameter nicht zum Vergleich mit anderen Analysen oder mit theoretischen Modellen (z.B. JLM-Vorhersagen). Diese Schwierigkeit kann vermieden werden durch die Einführung von Volumenintegralen und mittleren quadratischen Radien, die frei von solchen Vieldeutigkeiten sind. Diese Größen sind auch unabhängig von der speziellen Radialabhängigkeit der Potentiale und werden daher gewöhnlich zum Vergleich verschiedener Analysen benützt.

Das reelle und das imaginäre Volumenintegral J_V und J_W sind folgendermaßen definiert (A = Massenzahl):

$$J_V / A = -\frac{1}{A} \int V(r)\, d^3r$$

$$J_W / A = -\frac{1}{A} \int W(r)\, d^3r$$

(Gl. 3.1.5)

Die reellen und imaginären mittleren quadratischen Radien sind:

$$[\langle R_V^{\,2} \rangle]^{1/2} = \left[\frac{\int V(r)\, r^2\, d^3r}{\int V(r)\, d^3r}\right]^{1/2}$$

$$[\langle R_W^{\,2} \rangle]^{1/2} = \left[\frac{\int W(r)\, r^2\, d^3r}{\int W(r)\, d^3r}\right]^{1/2}$$

(Gl. 3.1.6)

Diese 4 Größen berechnen sich aus den Potentialparametern auf folgende Weise (SCH82):

$$J_V / A = V_0 \frac{4\pi r_0^3}{3} [1 + (\frac{\pi a_0}{r_0 A^{1/3}})^2]$$

(Gl. 3.1.7)

$$J_W / A = \frac{16\pi}{A^{1/3}} r_i^2 W_D a_i [1 + \frac{1}{3}(\frac{\pi a_i}{r_i A^{1/3}})^2]$$

(Gl. 3.1.8)

$$[<R_V^2>]^{1/2} = [\frac{3}{5} r_0^2 A^{2/3} \{1 + \frac{7}{3}(\frac{\pi a_0}{r_0 A^{1/3}})^2\}]^{1/2}$$

(Gl. 3.1.9)

$$[<R_W^2>]^{1/2} = [r_i^2 A^{2/3} \{1 + \frac{5}{3}(\frac{\pi a_i}{r_i A^{1/3}})^2\}]^{1/2}$$

(Gl. 3.1.10)

Hat man alle Parameter durch einen Fit bestimmt und will man nun auch die Fehler dieser 4 Größen abschätzen, so muß man dabei beachten, daß die Potentialparameter korreliert sind (s. Gl. 3.1.4). Seien P_i die Potentialparameter mit Fehlern ΔP_i (i=1,...,N), die z.B. einer 10%-Verschlechterung der Fehlerfunktion des Fitprogramms entsprechen. Sei k_{ij} der Korrelationskoeffizient zwischen den Parametern P_i und P_j (k_{ii}=1), so gilt (WEI85):

$$[\Delta f(P_1,...,P_N)]^2 = \sum_{i,j}^{N} \frac{\partial f}{\partial P_i} \frac{\partial f}{\partial P_j} k_{ij} \Delta P_i \Delta P_j$$

(Gl. 3.1.11)

Da auch die k_{ij} vom Fitprogramm berechnet wurden, konnten so die Fehler der J_V, J_W, $<R_V>$ und $<R_W>$ abgeschätzt werden.

3.2 Beschreibung der Daten mit verschiedenen Parametersätzen

Das Optische Modell ist ein Modell zur Beschreibung der direkten elastischen (oder "shape-elastischen") Streuung. Bei schweren Targetkernen ist es üblich, den Compound-Anteil am Streuprozeß durch eine Hauser-Feshbach-Rechnung vorweg zu bestimmen. Dies ist im Fall des leichten Kerns ^{6}Li nicht möglich, weil die Niveaudichten zu klein bzw. die Niveauabstände, verglichen mit dem Energiemittelungsintervall des Experiments, zu groß sind (s. Abb. 1.1). Außerdem ist die Berechnung der entsprechenden Transmissionskoeffizienten zu ungenau, und der Mehrteilchenaufbruch ist - im Gegensatz zum sequentiellen Aufbruch - im Hauser-Feshbach-Formalismus nicht enthalten (DAV83).

Die Analyse im Optischen Modell berücksichtigt weder Compound-Effekte noch den Einfluß von Resonanzen; auch die Spin-Konfiguration des Systems p+^{6}Li (Spin $\frac{1}{2}$ und Spin 1) geht wegen der Vernachlässigung der Spin-Spin-Wechselwirkung nicht ein. Soweit sich nicht bei hohen Energien die Einflüsse mehrerer Resonanzen gegenseitig wegheben, ist deshalb ein für Analysen im Optischen Modell ungewöhnliches Verhalten der Parameter zu erwarten und wäre als Hinweis auf Resonanzstrukturen zu deuten.

Bei der Analyse der Daten wurde zunächst versucht, eine gute Beschreibung bei allen Energien zu erreichen. Dazu wurden die Daten jeder Energie für sich gefittet; dabei wurden jeweils die optimierten Parameter als Startwerte bei der Nachbarenergie genommen. Als Ausgangspunkt dienten die Resultate einer vorläufigen Analyse von einem Teil der Daten (BET85). Die Rechnungen wurden mit dem Programm GOMEL von H. Leeb durchgeführt (LEE83), das auch eine Fehlerabschätzung für die Fitparameter auf der Basis einer 10%-Verschlechterung der Fehlerfunktion ausführt (WEI85).

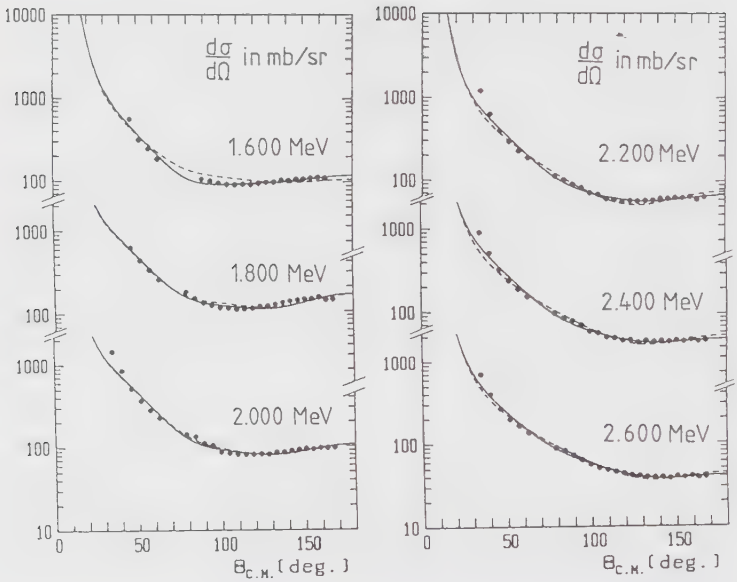

Abb. 3.2.1
Beschreibung der experimentellen Daten im Optischen Modell durch Fitprozedur a (———) und Fitprozedur c (-----); Erklärung s. Text

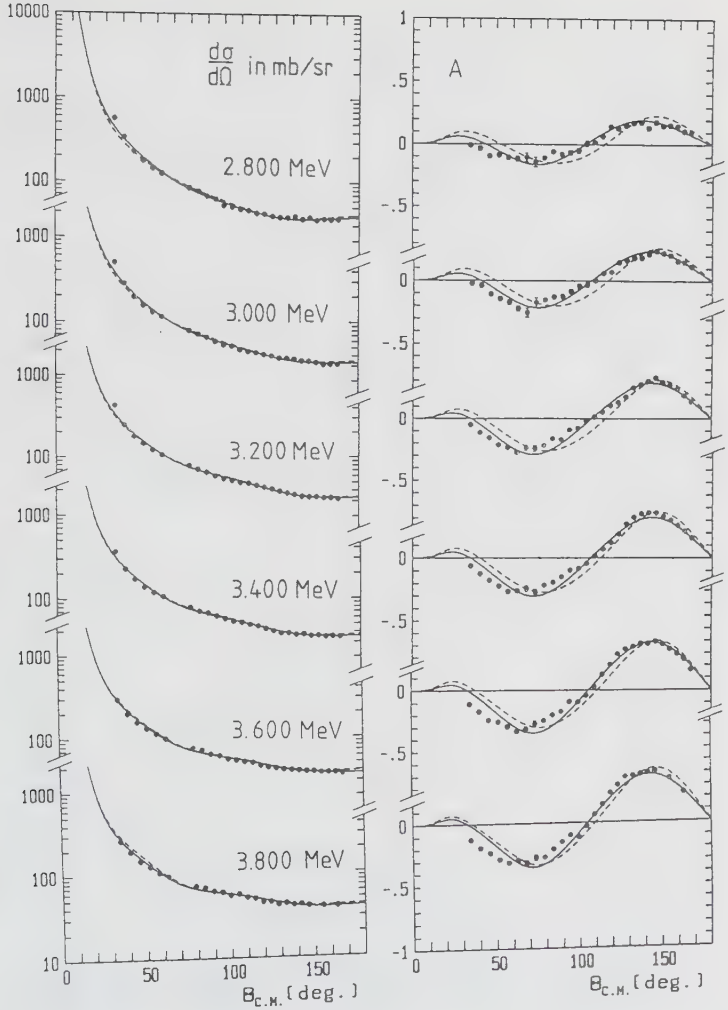

Abb. 3.2.1 (Forts.)

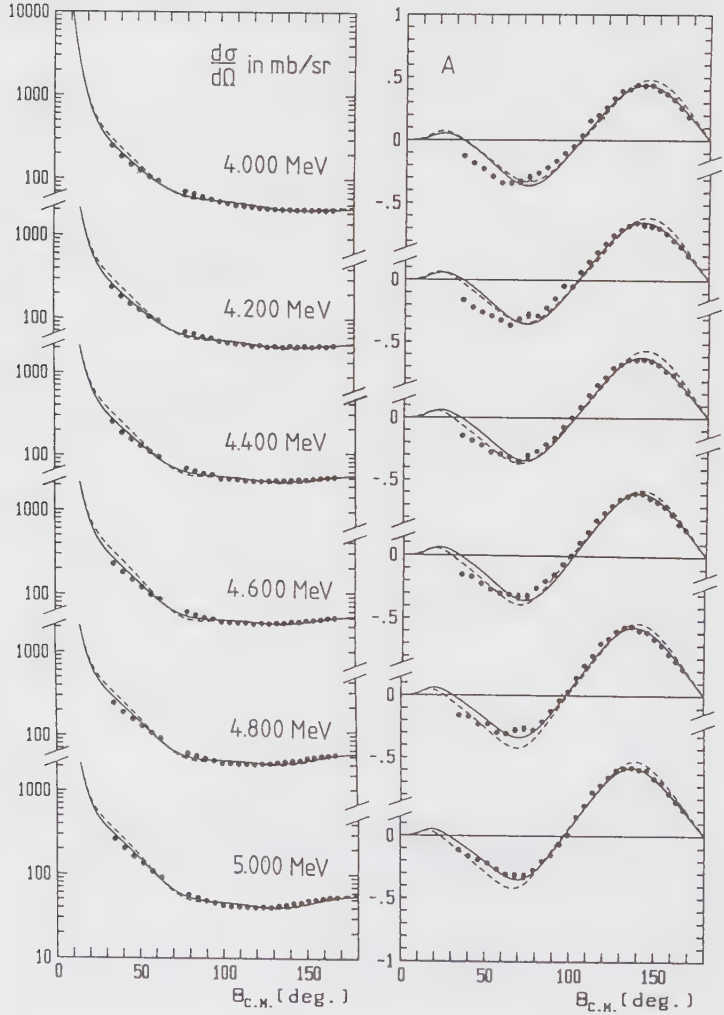

Abb. 3.2.1 (Forts.)

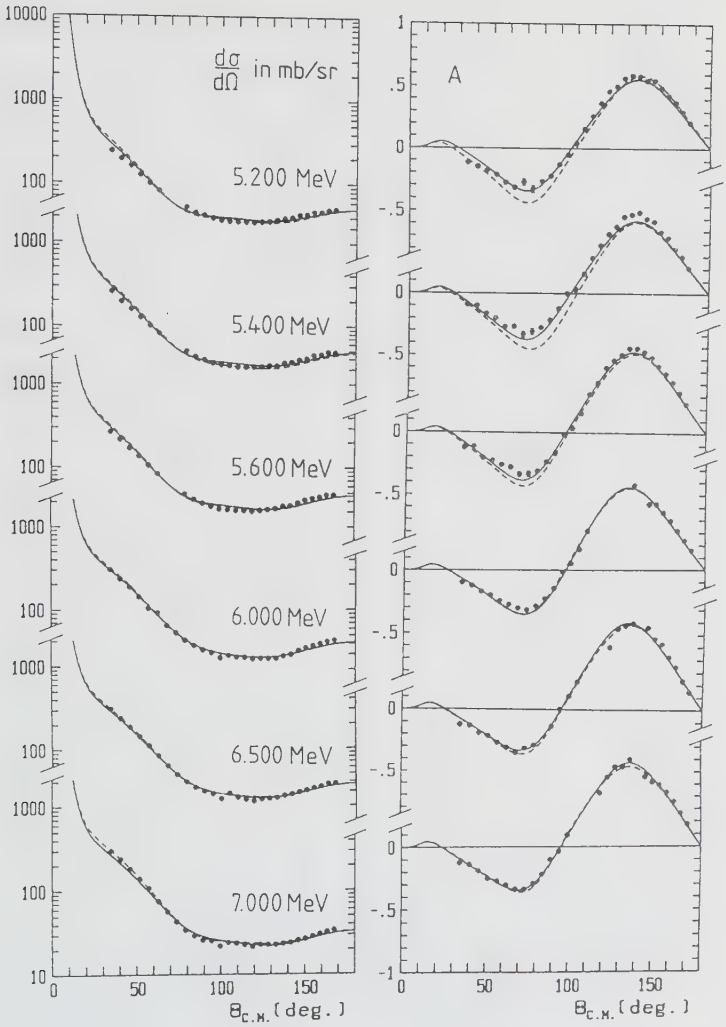

Abb. 3.2.1 (Forts.)

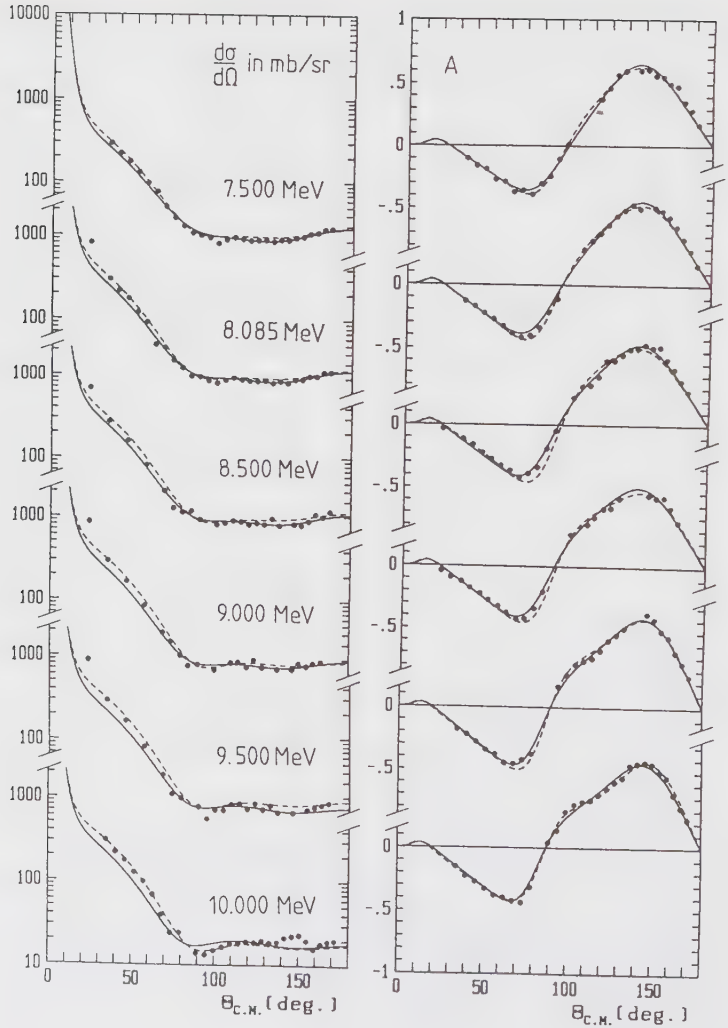

Abb. 3.2.1 (Forts.)

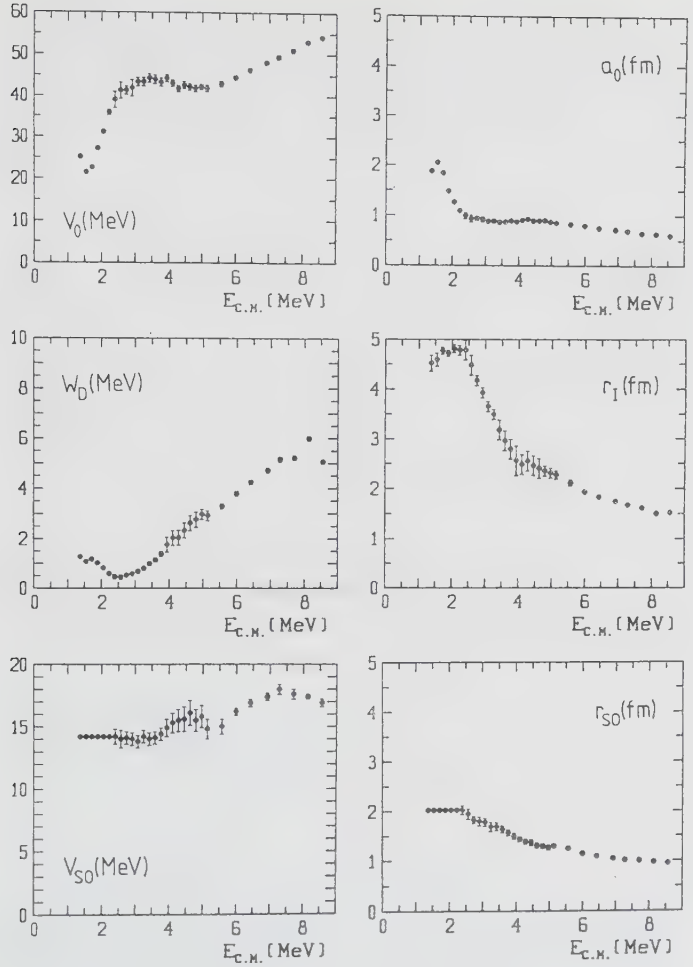

Abb. 3.2.2

Die freigegebenen Parameter des Optischen Modells aus Fitprozedur a (Erklärung s. Text). Die Spin-Bahn-Parameter V_{SO} und r_{SO} waren unterhalb von 2,4 MeV C.M.-Energie festgehalten.

Wegen der Parameterkorrelationen und der daraus resultierenden Vieldeutigkeit (s. Abschnitt 3.1) ist es angebracht, für jeden Potentialterm (mindestens) einen Parameter über den ganzen Energiebereich (1,6 MeV bis 10 MeV) festzuhalten. Im ersten Fitlauf a wurden die folgenden festen Werte gewählt:

$$r_C = 1{,}25 \text{ fm}$$
$$r_0 = 1{,}20 \text{ fm}$$
$$a_i = 0{,}40 \text{ fm}$$
$$a_{SO} = 0{,}40 \text{ fm} \qquad \text{(Gl. 3.2.1)}$$

Alle übrigen Parameter waren gleichzeitig freigegeben, mit einer Einschränkung: Da der Spin-Bahn-Term nicht sensitiv auf den unpolarisierten Wirkungsquerschnitt ist, wurden die Spin-Bahn-Parameter unterhalb von 2,8 MeV, wo keine Analysierstärkedaten vorliegen, festgehalten.

Auf diese Weise ergab sich eine ordentliche Beschreibung der Daten, die in Abb. 3.2.1 (durchgezogene Kurven) dargestellt ist. Lediglich im Bereich der vermuteten Resonanzen (um 5 MeV Einschußenergie) ist die Beschreibung der Analysierstärke etwas schlechter.

In Abb. 3.2.2 sind die aus Fitlauf a resultierenden Parameter dargestellt. Dabei fallen folgende Merkmale auf:

1. Die Parameter des reellen Volumen- und des imaginären Oberflächenpotentials zeigen eine deutliche Struktur unterhalb von 2,8 MeV. Ein Vergleich mit den Anregungsfunktionen des Wirkungsquerschnitts (Abb. 2.2.1) und mit dem Niveauschema von ^{7}Be (Abb. 1.1: $\frac{5}{2}^-$-Niveau bei 1,6 MeV C.M.-Energie) legt die Erklärung nahe, daß sich hier eine starke Resonanz abzeichnet.

2. Der Anstieg von V_0 mit wachsender Energie ist ungewöhnlich; man erwartet eine leichte Abnahme (HOD71).

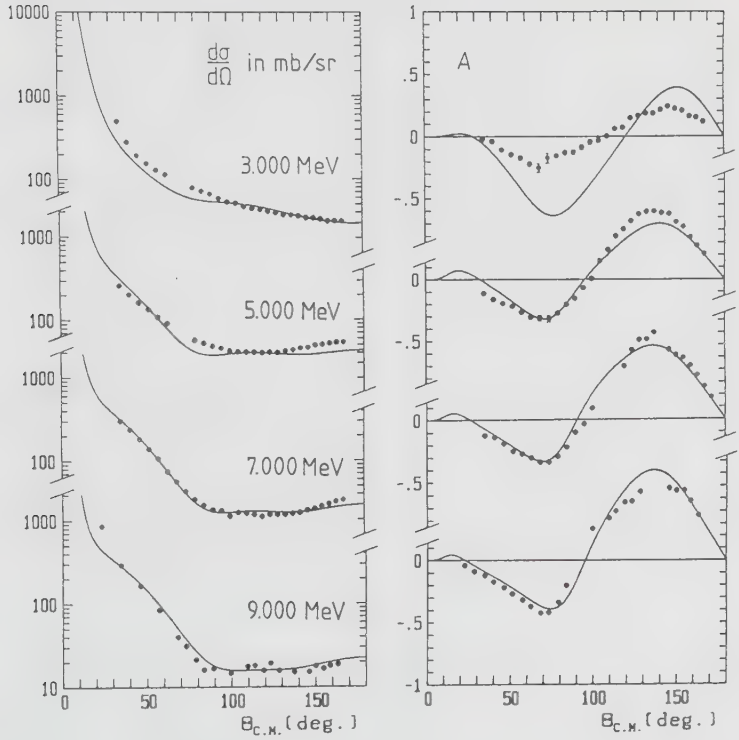

Abb. 3.2.3

Beschreibung der Daten bei 3, 5, 7 und 9 MeV Laborenergie durch einen Fit im Optischen Modell mit linear energieabhängigen Parametern (Prozedur b)

Becchetti und Greenlees geben in einer globalen Analyse für A>40 die Energieabhängigkeit mit -0,32·E an (BEC69).

3. Der Wert des Spin-Bahn-Potentials ist ungewöhnlich hoch; eine Beschreibung der Daten mit einem signifikant kleinerem V_{SO} gelingt jedoch nicht (s. auch BET85).

Vor allem im Hinblick auf Punkt 2 wurde eine weiterer Zugang versucht: Im Rahmen des oben zitierten Programms GOMEL konnten die Daten für die 4 Einschußenergien 3, 5, 7 und 9 MeV gleichzeitig gefittet werden (Fitlauf b). Dabei waren die gleichen Parameter wie in Fitlauf a auf den gleichen Werten zunächst festgehalten; die übrigen Parameter waren mit linearer Energieabhängigkeit angesetzt. In mehreren Rechenläufen wurden abwechselnd auch die anfangs festgehaltenen Parameter - ebenfalls mit linearer Energieabhängigkeit - freigegeben. Mit Ausnahme des stets festgehaltenen Coulomb-Radius wurde so allen Parametern eine lineare Energieabhängigkeit erlaubt. Die Resultate sind in Tab. 3.2.1 wiedergegeben. In Abb. 3.2.3 ist die Beschreibung der Daten dargestellt; sie ist vor allem für die kleinen Energien mäßig.

Mit diesem Fitlauf b wurde eine wesentlich "physikalischere" Energieabhängigkeit der Potentialtiefen erzielt. Bei einer weiteren Fitprozedur c wurden deshalb diese Potentialtiefen V_0, W_D und V_{SO} beibehalten und nicht mehr gefittet; auch a_i wurde wegen starker Korrelation mit r_i auf dem Wert aus Fitlauf b festgehalten. Als freie Parameter bleiben r_0, a_0, r_i, r_{SO} und a_{SO}. Diese wurden analog zu Fitlauf a für jede Energie separat mit dem gleichen Anschlußprinzip gefittet. Wie bei Fitlauf a wurden die Spin-Bahn-Parameter im Bereich der unpolarisierten Daten festgehalten.

Die Beschreibung der Daten (gestrichelte Kurven in Abb. 3.2.1) war bei den kleinen Energien nicht ganz so gut wie

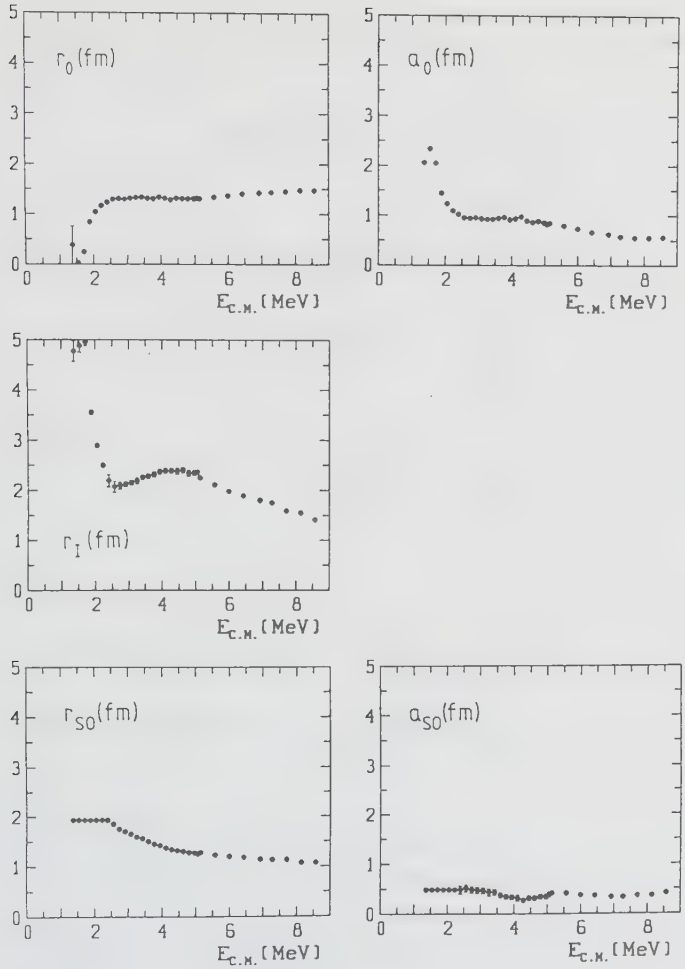

Abb. 3.2.4

Die freigegebenen Parameter des Optischen Modells aus Prozedur c (Erklärung s. Text). Die Spin-Bahn-Parameter r_{SO} und a_{SO} waren unterhalb von 2,4 MeV C.M.-Energie festgehalten.

Parameter	Wert aus Fitlauf b
r_C	1,25 fm (nicht freigegeben)
V_0	38,0 MeV
r_0	1,40 fm
a_0	1,02 fm - 0,0479 $\frac{fm}{MeV}\cdot E$
W_D	0,507·E
r_i	2,92 fm - 0,135 $\frac{fm}{MeV}\cdot E$
a_i	0,404 fm
V_{SO}	16,1 MeV - 0,131·E
r_{SO}	1,88 fm - 0,0887 $\frac{fm}{MeV}\cdot E$
a_{SO}	0,390 fm

Tab 3.2.1
Parameter des Optischen Modells aus Fitlauf b, linear abhängig von der Laborenergie E

bei Fitlauf a, was wohl durch die festgehaltene Tiefe des reellen Volumenpotentials bedingt ist.

In Abb. 3.2.4 sind die Parameter aus diesem Fitlauf c aufgetragen. Ähnliche Strukturen wie bei Fitlauf a sind in den Geometrieparametern zu sehen: ein Peak unterhalb von 2,5 MeV C.M.-Energie in r_0, a_0 und r_i und, vor allem in r_i, eine breite Struktur bei ca. 4,3 MeV. Diese Strukturen treten demnach unabhängig von der speziellen Wahl der Fitprozedur auf. Es gelingt nicht, die Daten, insbesondere die Analysierstärke, mit energieunabhängigen Geometrieparametern zu beschreiben (BET85). Die Parameter des Optischen Modells folgen nicht der erwarteten schwachen, linearen Energieabhängigkeit in den Energiebereichen, wo Hinweise auf resonantes Verhalten vorliegen (vgl. Abb. 1.1).

3.3 Vergleich der Ergebnisse mit einer Analyse der Neutronenstreuung und mit dem JLM-Modell

Die elastische Streuung von Neutronen an einer Reihe von Kernen im Bereich von ^{6}Li bis ^{13}C bei Energien von 7 bis 15 MeV wurde von Dave und Gould (DAV83) im Rahmen des Optischen Modells analysiert. Als Observable stand dabei allerdings nur der unpolarisierte differentielle Wirkungsquerschnitt zur Verfügung. Mit energieunabhängigen Geometrieparametern und linear energieabhängigen Potentialtiefen sowie konstantem Spin-Bahn-Term gelang dabei eine ordentliche Beschreibung der Daten. Im Vergleich zu Analysen mit schweren Targetkernen wurde die Qualität der Fits von den Autoren generell schlechter bewertet, vor allem beim Auftreten von vielen Resonanzen. Unterschiede zu Analysen mit schweren Kernen wurden auch bei der Massenabhängigkeit der Parameter festgestellt, z.B. beim Radius r_0, der mit wachsender Targetmasse abnimmt.

Im Hinblick auf diese Ergebnisse aus der Neutronenstreuung wurde schon am Anfang unserer Analysen versucht, die Daten mit energieunabhängigen Geometrieparametern zu beschreiben (BET85). Es stellte sich heraus, daß dies zwar für den differentiellen Wirkungsquerschnitt ohne weiteres gelingt, daß sich aber die Analysierstärke damit, auch beim Nachfitten aller Potentialtiefen, nicht über einen größeren Energiebereich beschreiben läßt.

Man kann daraus schließen, daß beim Vorhandensein von Resonanzstrukturen die Analysierstärke sehr viel empfindlicher reagiert als der (unpolarisierte) differentielle Wirkungsquerschnitt. Damit kann man auch eine weitere Analyse von Dave et al. (DAV83) verstehen, bei der ein Parametersatz aus der Neutronenstreuung die (unpolarisierten) Wirkungsquerschnittsdaten von Harrison et al. (HAR63) der Protonenstreuung an ^{6}Li gut beschreiben konnte. Die erforderliche

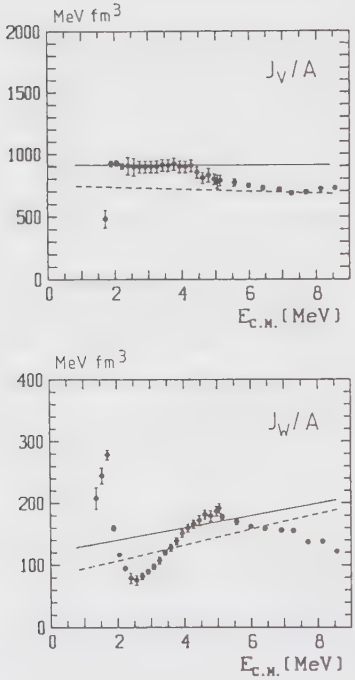

Abb. 3.3.1

Reelle und imaginäre Volumenintegrale J_V/A und J_W/A in MeV fm^3, berechnet aus den Parametern der Fitprozedur c. Im Vergleich die Vorhersagen des JLM-Modells, gestrichelte Kurven, und das Coulomb-korrigierte Ergebnis einer Analyse der Neutronenstreuung (DAV83), durchgezogene Kurven

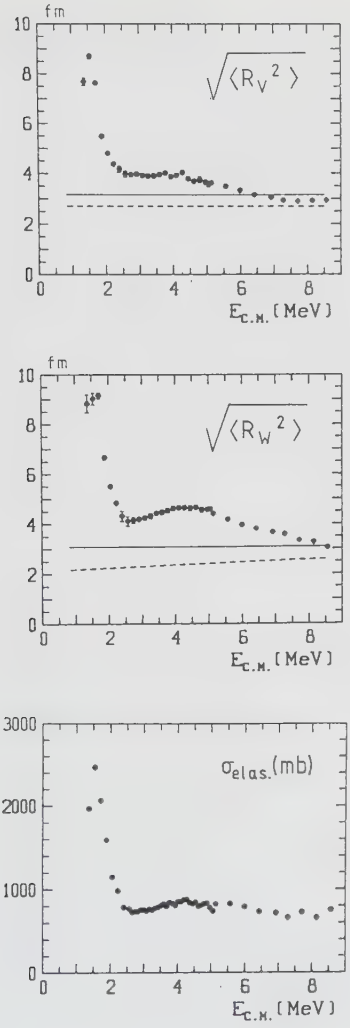

Abb. 3.3.2

Reelle und imaginäre mittlere quadratische Radien aus Fitprozedur c und totaler elastischer Wirkungsquerschnitt ohne Coulomb-Anteil; Kurven wie in Abb. 3.3.1

Coulomb-Korrektur war dabei durch ein Nachfitten der Tiefen V_0 und W_D gegeben.

Die schmale Resonanz bei 1,8 MeV Laborenergie tritt bei diesen Analysen nicht in Erscheinung, weil die Neutronendaten von Dave et al. erst bei 7 MeV und die Protonendaten von Harrison et al. erst bei 2,4 MeV beginnen.

Um unsere Ergebnisse aus Abschnitt 3.2 mit der Analyse von Dave et al. (DAV83) und mit dem JLM-Modell (JEU77) vergleichen zu können, wurden die Volumenintegrale (Abb. 3.3.1) und die mittleren quadratischen Radien (Abb. 3.3.2) für den Fitlauf c nach den in Abschnitt 3.1 angegebenen Formeln (Gl. 3.1.7 bis 3.1.10) berechnet. In den Abbildungen sind die Vorhersagen des JLM-Modells gestrichelt, die Werte aus der Analyse von Dave et al. (mit Coulomb-Korrektur) durchgezogen eingezeichnet.

Zusammen mit den mittleren quadratischen Radien des reellen Volumen- und des imaginären Oberflächenpotentials ist in Abb. 3.3.2 der totale elastische Wirkungsquerschnitt (ohne Coulomb-Anteil) wiedergegeben, der im Rahmen einer Phasenanalyse bei guter Beschreibung der Daten errechnet wurde. Alle drei Kurven zeigen den gleichen Verlauf, gekennzeichnet durch einen Peak bei 1,5 MeV C.M.-Energie und eine breitere Struktur bei 4 MeV. Die gleichen Merkmale waren auch in den Anregungsfunktionen des differentiellen Wirkungsquerschnitts zu sehen (Abb. 2.2.1) und sind daher als Hinweise auf Resonanzen zu deuten. Ein Vergleich mit Abb. 1.1 zeigt, daß der schmälere Peak einer bekannten Resonanz zuzuordnen ist (s. auch MCC63), während im Bereich der breiten Struktur Resonanzen vorhergesagt worden sind (HOF83).

Obwohl die Masse von ^{6}Li unterhalb des Bereichs der Gültigkeit der JLM-Näherung liegt (s. Abschnitt 3.1), stimmt die

Größenordnung der JLM-Vorhersage; bei den größeren Energien besteht sogar Übereinstimmung. Bei den mittleren Energien treten Abweichungen auf, und auch der "Resonanzpeak" bei 1,5 MeV kann durch das JLM-Modell natürlich nicht wiedergegeben werden.

Ebenso befriedigend ist die Übereinstimmung mit der Analyse von Dave et al. (DAV83), obwohl der Energiebereich dort anders war (7 bis 15 MeV). Da Dave et al. nur konstante oder linear energieabhängige Parameter verwendeten, konnten in ihrer Analyse auch keine Resonanzstrukturen auftreten.

Als Folge der sensitiveren Analysierstärke, die sich durch schwach energieabhängige Parameter nicht beschreiben läßt, zeichnen sich in den Parametern der vorliegenden Analyse Strukturen ab, die auf Resonanzen hinweisen. Davon abgesehen, besteht prinzipiell Übereinstimmung mit den Vorhersagen des JLM-Modells und mit der Analyse des Wirkungsquerschnitts der Neutronenstreuung.

4 Streuphasenanalyse

4.1 Allgemeines

Die elastische Streuung von Protonen an ^{6}Li kann mit der Methode der Partialwellenzerlegung beschrieben werden. Dabei wird jeder Streuzustand durch die Angabe von Gesamtdrehimpuls J, Bahndrehimpuls L und Kanalspin S gekennzeichnet. Während Gesamtdrehimpuls J und Parität π gute Quantenzahlen sind, können durch nicht-zentrale Anteile der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung jedoch Mischungen verschiedener Zustände mit gleichem J^π, aber verschiedenem S und / oder L auftreten.

Im Fall der p+^{6}Li -Streuung hat das Proton Spin $\frac{1}{2}$ und der ^{6}Li-Kern Spin 1, so daß in der Kanalspin-Darstellung Dublett-Zustände mit $S=\frac{1}{2}$ und Quartett-Zustände mit $S=\frac{3}{2}$ möglich sind. Der aus Projektil- und Targetspin gebildete Kanalspin S koppelt dann mit dem Bahndrehimpuls L zum Gesamtdrehimpuls J. Alle Kombinationsmöglichkeiten für L=0, 1 und 2 sind in Abb. 4.1.1 in der üblichen Notation $^{2S+1}L_J$ angegeben. Alle zwischen diesen Zuständen möglichen Mischungen sind eingezeichnet. Die Schreibweise der Mischungsparameter ist $S_{J\pi}$ bzw. $L_{J\pi}$ bzw. $LS_{J\pi}$; dabei steht der Buchstabe S für Kanalspinmischung und L für Bahndrehimpulsmischung zwischen L=0 und L=2. Bei $LS_{J\pi}$ sind beide Mischungen kombiniert. Die allen gemischten Zuständen gemeinsamen J- und π-Werte sind als Indizes angegeben.

Diese Mischungsparameter werden in einem speziellen Verfahren zur Parametrisierung der Streumatrix U, dem Bindeglied zwischen theoretischen Modellrechnungen und der experimentellen Analyse, verwendet. Diese Parametrisierung wurde von Seyler entwickelt (SEY69) und wird im folgenden kurz beschrieben.

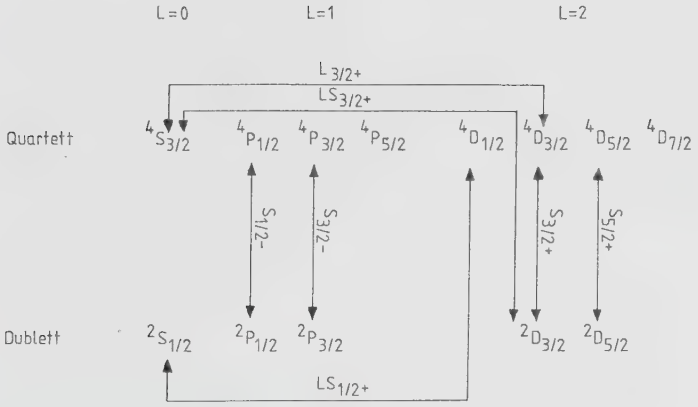

Abb. 4.1.1
Streuphasen und Mischungsparameter der Spin $\frac{1}{2}$ - Spin 1 - Phasenanalyse für Bahndrehimpulse bis L=2
(Erklärung s. Text)

Es handelt sich dabei um eine Verallgemeinerung der Blatt-Biedenharn-Methode (BLA52) zur Parametrisierung der Nukleon-Nukleon-Streumatrix. In diesem Fall der Spin $\frac{1}{2}$ - Spin $\frac{1}{2}$ - Streuung tritt keine Kanalspin-Mischung auf. Die Streumatrix U zerfällt dann in 2x2-Untermatrizen für jede Kombination von J, π und S. Die Nebendiagonalelemente dieser Untermatrizen sind ungleich Null, wenn eine Bahndrehimpulsmischung von L und L' mit L'=L±2 vorliegt; J und S sind gute Quantenzahlen.

Nach Blatt und Biedenharn wird diese 2x2-Matrix U^J mit Hilfe der Drehmatrix u^J und der diagonalen Matrix δ^J der Eigenstreuphasen dargestellt:

$$U^J = (u^J)^t \cdot \exp(2i\delta^J) \cdot (u^J) \qquad \text{(Gl. 4.1.1)}$$

Die Matrix u^J hat die Form

$$u^J = \begin{bmatrix} \cos \varepsilon^J & \sin \varepsilon^J \\ -\sin \varepsilon^J & \cos \varepsilon^J \end{bmatrix} \qquad \text{(Gl. 4.1.2)}$$

Der Winkel ε^J heißt Mischungsparameter. Er ist ein Maß für die Mischung von zwei Partialwellen mit gleichem Gesamtdrehimpuls J und verschiedenem Bahndrehimpuls L bzw. L'. Die Elemente δ^J_{LS} und $\delta^J_{L'S}$ von δ^J heißen Eigenstreuphasen und entsprechen im ungemischten Fall (ε^J=0) den Phasenverschiebungen der entsprechenden Partialwellen mit L bzw. L'.

Gehen wir jetzt vom Spin $\frac{1}{2}$ - Spin $\frac{1}{2}$ - System zur Streuung von Spin $\frac{1}{2}$ an Spin 1 (z.B. p an ^{6}Li) über, so ist der Kanalspin S nicht mehr erhalten, und wir haben jetzt eine 3x3-Untermatrix der U-Matrix für ein spezielles J:

$$U^J = \begin{bmatrix} & S'=\frac{3}{2} & S'=\frac{1}{2} & S'=\frac{3}{2} & \\ S=\frac{3}{2} & & & & L=J\mp\frac{3}{2} \\ S=\frac{1}{2} & & U^J_{LSL'S'} & & L=J^{\pm}_{\mp}\frac{1}{2} \\ S=\frac{3}{2} & & & & L=J^{\pm}_{\mp}\frac{1}{2} \\ & L'=J\mp\frac{3}{2} & L'=J^{\pm}_{\mp}\frac{1}{2} & L'=J^{\pm}_{\mp}\frac{1}{2} & \end{bmatrix}$$

(Gl. 4.1.3)

Wegen der besseren Übersichtlichkeit sind die Werte der Indizes L, S, L' und S' jeweils am Rand vermerkt. Die Parität π hängt mit der Wahl des oberen oder unteren Vorzeichens in Gl. 4.1.3 zusammen gemäß

$$\pi = (-1)^{J^{\pm}_{\mp}\frac{1}{2}}$$

(Gl. 4.1.4)

Die Anwendung des Blatt-Biedenharn-Verfahrens, analog zum Spin $\frac{1}{2}$ - Spin $\frac{1}{2}$ - Fall, ergibt

$$U^J = (u^J)^t \cdot \exp(2i\delta^J) \cdot (u^J)$$

(Gl. 4.1.5)

analog zu Gl. 4.1.1, wobei aber jetzt die Matrix der Eigenstreuphasen δ^J gegeben ist durch eine 3x3-Matrix in Diagonalgestalt für jede Parität π mit jeweils einer Dublett- und zwei Quartett-Eigenstreuphasen. Den beiden möglichen Paritätszuständen ist wie in Gl. 4.1.3 das obere bzw. untere Vorzeichen zugeordnet gemäß Gl. 4.1.4. In dieser Schreibweise lautet die Matrix der Eigenstreuphasen:

$$\delta^J_{LS} = \begin{bmatrix} \delta^J_{L=J\mp\frac{3}{2};\ S=\frac{3}{2}} & 0 & 0 \\ 0 & \delta^J_{L=J\mp\frac{1}{2};\ S=\frac{1}{2}} & 0 \\ 0 & 0 & \delta^J_{L=J\mp\frac{1}{2};\ S=\frac{3}{2}} \end{bmatrix}$$

(Gl. 4.1.6)

Die Kopplung der Eigenstreuphasen zum gleichen J^π erfolgt nun durch drei sukzessive "Blatt-Biedenharn-Drehungen":

$$u^J = v^J \cdot w^J \cdot x^J$$

mit

$$v^J = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(S_{J\pi}) & \sin(S_{J\pi}) \\ 0 & -\sin(S_{J\pi}) & \cos(S_{J\pi}) \end{bmatrix}$$

$$w^J = \begin{bmatrix} \cos(L_{J\pi}) & 0 & \sin(L_{J\pi}) \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin(L_{J\pi}) & 0 & \cos(L_{J\pi}) \end{bmatrix}$$

$$x^J = \begin{bmatrix} \cos(LS_{J\pi}) & \sin(LS_{J\pi}) & 0 \\ -\sin(LS_{J\pi}) & \cos(LS_{J\pi}) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

(Gl. 4.1.7)

Die Argumente der Winkelfunktionen, also die Mischungswinkel, sind die im Schema der Abb. 4.1.1 angegebenen Mischungsparameter.

Durch Ausmultiplizieren dieser drei Drehmatrizen aus Gl. 4.1.7 und Einsetzen des Produktes in Gl. 4.1.5 erhält man die Darstellung der Streumatrix U^J als Funktion der Eigenstreuphasen δ^J_{LS} und der Mischungsparameter. Diese Parametrisierung ist in (SEY68) explizit angegeben und die Grundlage des Streuphasen-Fitprogramms HALFONE, das an der ETH Zürich entwickelt wurde. Es wurde von Jenny zur Analyse der Deuteron-Streuung an ^{3}He (JEN77) und von Schmelzbach et al. zur Untersuchung der Proton-Deuteron-Streuung eingesetzt (SCH72).

Schmelzbach hat das Programm HALFONE erweitert, um durch Einschluß einer Absorption aus dem elastischen Kanal auch inelastische Prozesse pauschal beschreiben zu können. Dazu wurden die Eigenstreuphasen komplex angesetzt. Die Größe des Imaginärteils ist dann ein Maß für die Stärke der Absorption der betreffenden Partialwelle.

Aus technischen Gründen wurde darauf verzichtet, auch die Mischungsparameter komplex anzusetzen; das bedeutet natürlich eine Einschränkung des physikalisch möglichen Parameterraums. Diese Einschränkung war notwendig, weil bei komplexen Mischungsparametern komplizierte wechselseitige Beschränkungen von Phasen- und Mischungsparametern wegen der Unitaritätsbedingung erfüllt sein müssen: die Eigenwerte der hermiteschen Matrix $(U^J)\cdot(U^J)^+$ dürfen die 1 nicht überschreiten (SEY69).

Diese Randbedingung ist jedoch innerhalb eines Fitprogramms schwer zu realisieren. Außerdem ist schon bei reellen Mischungsparametern der große Parameterraum problematisch: für L=0, 1 und 2 sind 20 reelle Parameter zu berücksichtigen;

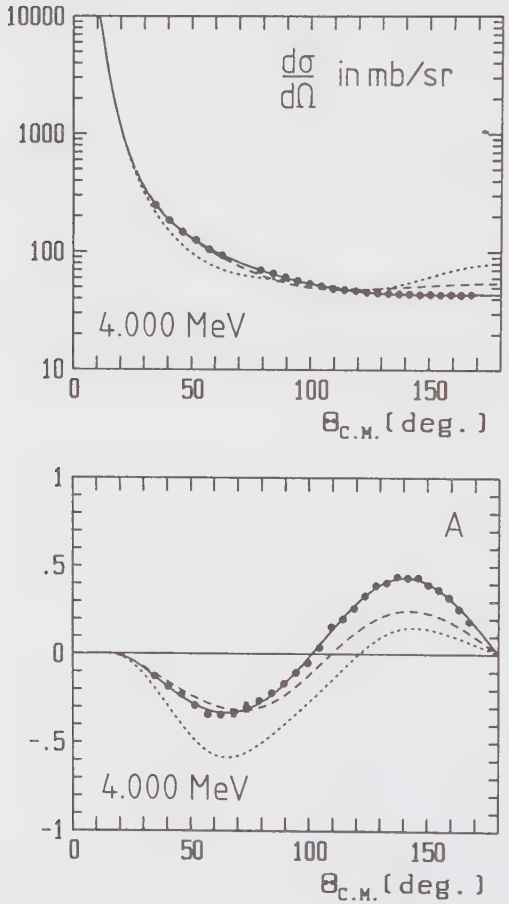

Abb. 4.1.2

Verschiedene Streuphasenrechnungen bei 4 MeV Laborenergie zur Beschreibung von σ (oben) und A (unten). Durchgezogene Kurven: Fitprozedur F (s. Abschnitt 4.2); gestrichelte Kurven: wie Prozedur F, aber $S_{3/2-}$ um 50% verkleinert; punktierte Kurven: wie Prozedur F, aber $LS_{3/2+}$ um 50% verkleinert

dazu kommen im Fall von reellen Mischungsparametern noch 13 Imaginärteile der S-, P- und D-Phasen. Diese große Parameterzahl kann auch beim Vorliegen vieler experimenteller Datenpunkte zu Vieldeutigkeiten führen.

Zu Beginn unserer Analysen stellte sich bald heraus, daß bereits die D-Phasen im allgemeinen klein sind und höhere Bahndrehimpulse vernachlässigt werden können, was im Energiebereich unter 10 MeV vernünftig erscheint. Die Imaginärteile der D-Phasen konnten ebenfalls vernachlässigt und dadurch das Problem der großen Parameterzahl etwas entschärft werden.

Nicht zu vernachlässigen waren dagegen die Mischungsparameter. In Abb. 4.1.2 sind die Auswirkungen einer (willkürlichen) Reduktion von Mischungsparametern um 50% am Beispiel der $S_{3/2-}$ (gestrichelte Kurven) und der $LS_{3/2+}$ (punktierte Kurven) im Vergleich mit den Daten dargestellt. Vor allem bei der Analysierstärke sind die Verschlechterungen der Beschreibung der Daten gegenüber dem ursprünglichen Streuphasenfit (s. nächster Abschnitt) sehr deutlich. Wegen dieser Sensitivität der Observablen auf die Mischungsparameter mußten diese bei allen Phasenanalysen berücksichtigt werden.

4.2 Schrittweise Parametrisierung der resonanten Streuphasen über die Energie

Zu Beginn der Analysen wurden die Daten für jede Energie separat gefittet, um möglichst gute Beschreibungen der Daten zu erzielen. Zur Vermeidung von Phasensprüngen wurde dabei mit einem gebräuchlichen Anschlußverfahren gearbeitet: als Startwerte der Parameter wurden jeweils die Ergebnisse des vorhergehenden Fits bei der Nachbarenergie genommen.

Das Streuphasen-Fitprogramm HALFONE (s. Abschnitt 4.1) minimiert eine Fehlerfunktion

$$F_E = \sum_{i=1}^{N} \left(\frac{x_i - y_i}{\Delta x_i} \right)^2 \qquad \text{(Gl. 4.2.1)}$$

Dabei ist x_i der i-te Meßpunkt mit Fehler Δx_i und y_i der entsprechende vom Programm berechnete Wert. Der Index E steht für Einzelenergie, da hier jeweils die Daten für eine einzelne Energie angefittet werden. Eine Wichtung von Analysierstärke und Wirkungsquerschnitt wurde dabei nicht vorgenommen.

Wegen der großen Parameterzahl (s. Abschnitt 4.1) war es nicht möglich, im Fitprozeß alle Parameter gleichzeitig freizugeben. Die Parameter wurden deshalb zu zwei Gruppen zusammengefaßt: zum einen die S-, P-Phasen und zum anderen die D-Phasen, jeweils mit Mischungsparametern. Die Parameter der einen Gruppe waren zunächst gleichzeitig freigegeben, die der anderen Gruppe festgehalten. Im nächsten Schritt wurden die vorher festgehaltenen Parameter freigegeben und vice versa. Dieses Vorgehen wurde mehrfach wiederholt.

Am Anfang der Analysen dienten die Eigenstreuphasen aus der Resonating-Group-Rechnung von M. Herman (HER85) bei einer mittleren Energie (4 MeV) als Ausgangspunkt. Da in (HER85) eine andere Parametrisierung gewählt worden ist, konnten die Mischungsparameter nicht als Startwerte übernommen werden und wurden daher von Null an gefittet. Bei den nachfolgenden Analysen wurden dann jeweils die Fitergebnisse der vorangegangenen Analyse als Startwerte verwendet.

Die erste Fitprozedur A lieferte eine sehr gute Beschreibung der Daten. Eine ähnlich gute Beschreibung, aber besseres Fitverhalten wurde durch eine Modifikation erzielt: die Imaginärteile der S-Phasen wurden in einer zweiten Fitprozedur B aus (HER85) übernommen. Das wurde auch in allen folgenden Fitläufen beibehalten.

An dieser Stelle sei eine Bemerkung über die Beschreibung der Daten eingeschoben. Bei jeder nachfolgenden Fitprozedur war die Fehlerfunktion F_E im Mittel nur geringfügig größer als bei der vorhergehenden; dabei wurde aber die Zahl der freien Parameter jeweils um 2 vermindert. Die Beschreibung der Daten durch die letzte Fitprozedur F mit minimaler Parameterzahl war immer noch sehr gut und wird im Anschluß an die Diskussion der Fitprozedur in Abb. 4.2.7 dargestellt.

Eine zweckmäßige Darstellungsart der im Streuphasenfitlauf ermittelten Phasen ist der Argand-Plot. Dabei ist in der komplexen Ebene für die als Funktion der Energie E betrachteten S- und P-Eigenphasen $\delta(E)$ jeweils $\exp(2i\delta(E))$ aufgetragen:

x-Achse: Realteil von $\exp(2i\delta(E))$
y-Achse: Imaginärteil von $\exp(2i\delta(E))$

(Gl. 4.2.2)

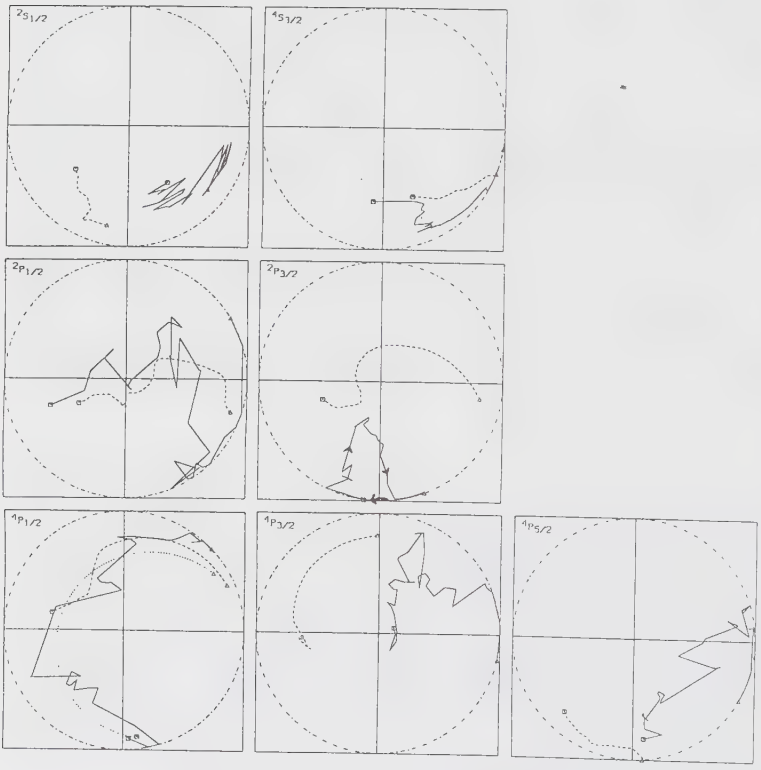

Abb. 4.2.1

Argand-Plots im Einheitskreis der komplexen Ebene für die S- und P-Streuphasen aus Fitlauf B (s. Text), verglichen mit den Vorhersagen von (HER85), gestrichelte Kurven

Δ $E_{Lab.}$ = 2,8 MeV

$\square$ $E_{Lab.}$ = 10 MeV

Die Parametrisierung der $^4P_{1/2}$-Phase ist als punktierte Kurve eingezeichnet.

Die Ergebnisse der Fitprozedur B sind in Abb. 4.2.1 als Argand-Plots im Einheitskreis der komplexen Ebene dargestellt. Die Energieskala läuft dabei von $E_{Lab.}$=2,8 MeV bis 10 MeV. Zum Vergleich sind die entsprechenden Vorhersagen von (HER85) gestrichelt eingezeichnet. Die Energien unterhalb von 2,8 MeV sind vorläufig nicht mit einbezogen, weil dort nur unpolarisierte Wirkungsquerschnittsdaten vorliegen und deshalb die Phasenparameter nicht eindeutig zu bestimmen sind.

In den Argand-Plots der Prozedur B (Abb. 4.2.1) finden sich unterschiedliche Strukturen. Die Phasen $^4P_{1/2}$, $^4P_{3/2}$, $^4P_{5/2}$ und $^2P_{1/2}$ beschreiben näherungsweise Kreisbögen gegen den Uhrzeigersinn und zeigen damit resonantes Verhalten. Die S-Phasen sind dagegen eindeutig nicht-resonant. Ebenfalls eine Kreisstruktur ist bei der $^2P_{3/2}$-Phase zu erkennen; der Umlaufsinn ist jedoch entgegengesetzt orientiert und deshalb kann diese Struktur nicht als Resonanz interpretiert werden.

Um von dieser qualitativen Interpretation der Argand-Plots zu einer quantitativen Beschreibung der Resonanzen zu gelangen, wurden die Argand-Kurven mit Hilfe einer Breit-Wigner-Formel (VEE68) parametrisiert. Dabei wird die Phase $\delta(E)$ aus Gl. 4.2.2 folgendermaßen beschrieben:

$$e^{2i\delta(E)} = e^{2i\lambda(E)} \left(e^{-2\mu(E)} + \frac{i\Gamma_p}{E_R - E - \frac{1}{2}i\Gamma}\right)$$

(Gl. 4.2.3)

Die schwach von der C.M.-Energie E abhängige Hintergrundphase $\lambda+i\mu$ beschreibt den Anteil der Potentialstreuung, während die Resonanz durch die Parameter Resonanzenergie E_R, partielle Breite Γ_p und totale Breite Γ charakterisiert wird. Eine Resonanz-Mixing-Phase wurde vernachlässigt, um die Anzahl der freien Parameter gering zu halten.

An einem Beispiel ist in Abb. 4.2.2 ein experimenteller Argand-Plot (durchgezogene Kurve) mit einer Breit-Wigner-Parametrisierung nach Gl. 4.2.3 (gestrichelte Kurve) verglichen. Bei jeder experimentellen Energie sind die einander entsprechenden Punkte auf beiden Kurven durch Abstandslinien verbunden. Mit Hilfe eines Fitprogramms werden die Parameter λ, μ, E_R, Γ_p und Γ der parametrischen Kurve so angepaßt, daß die Summe der Abstandsquadrate minimal und damit die Beschreibung der experimentellen Kurve optimal wird.

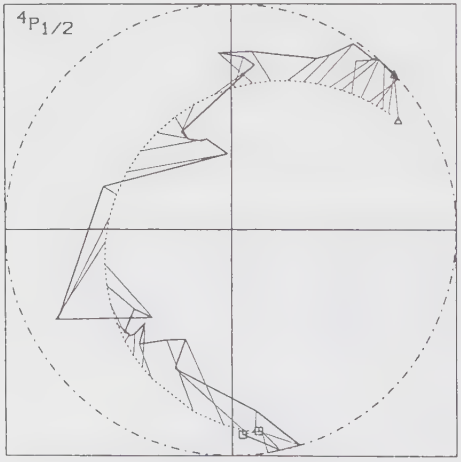

Abb. 4.2.2
Beispiel für die Beschreibung eines experimentellen Argand-Plots durch eine parametrische Kurve nach Gl. 4.2.3

Wegen der schwachen Energieabhängigkeit der Hintergrundphase müssen ihre Komponenten λ und μ energieabhängig gewählt

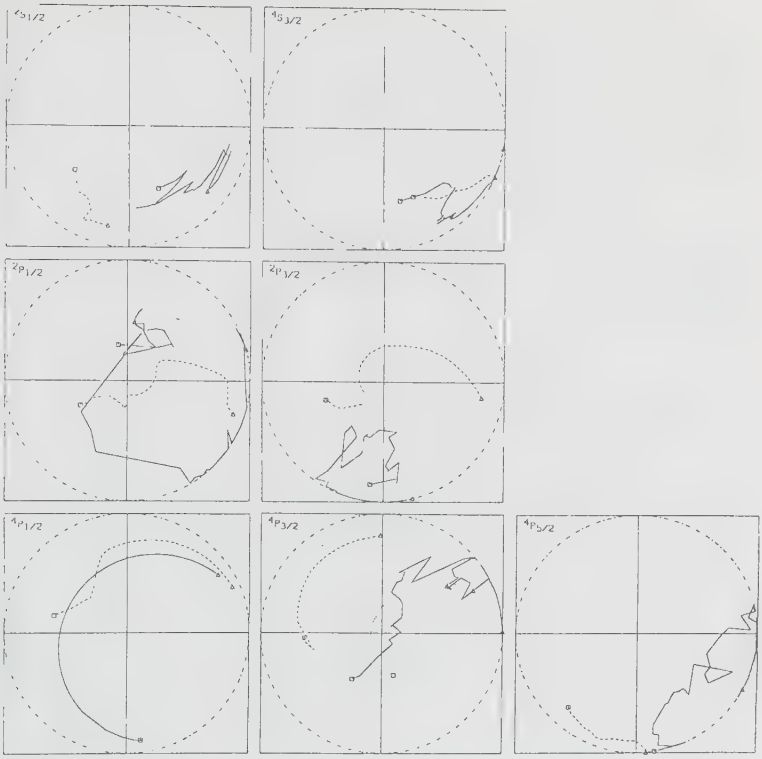

Abb. 4.2.3

Argand-Plots im Einheitskreis der komplexen Ebene für die S- und P-Streuphasen aus Fitlauf C (s. Text), verglichen mit den Vorhersagen von (HER85), gestrichelte Kurven

Δ $E_{Lab.}$ = 2,8 MeV

□ $E_{Lab.}$ = 10 MeV

Die Parametrisierung der $^4P_{3/2}$-Phase ist als punktierte Kurve eingezeichnet.

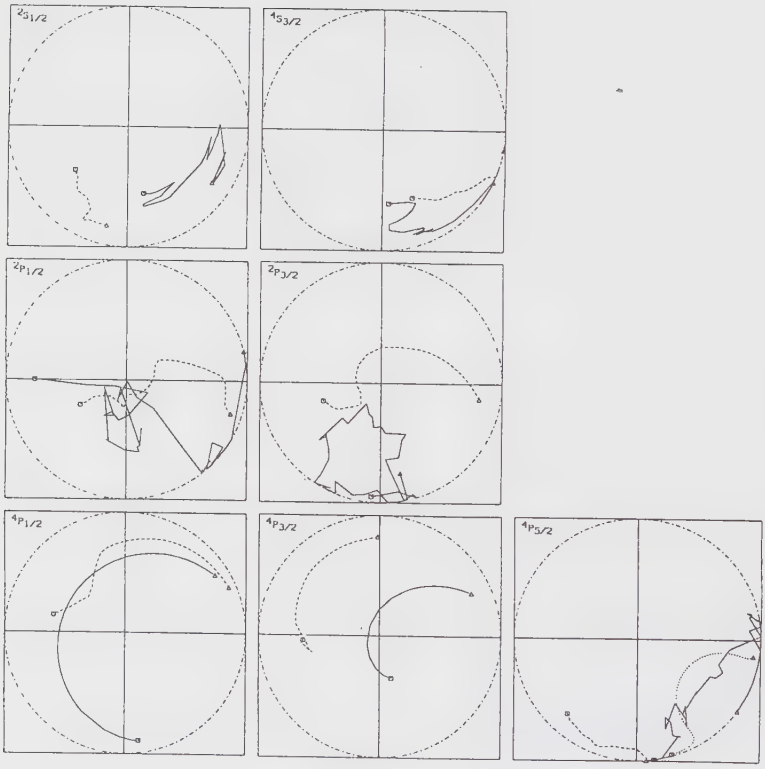

Abb. 4.2.4

Argand-Plots im Einheitskreis der komplexen Ebene für die S- und P-Streuphasen aus Fitlauf D (s. Text), verglichen mit den Vorhersagen von (HER85), gestrichelte Kurven

Δ $E_{Lab.}$ = 2,8 MeV

□ $E_{Lab.}$ = 10 MeV

Die Parametrisierung der $^4P_{5/2}$-Phase ist als punktierte Kurve eingezeichnet.

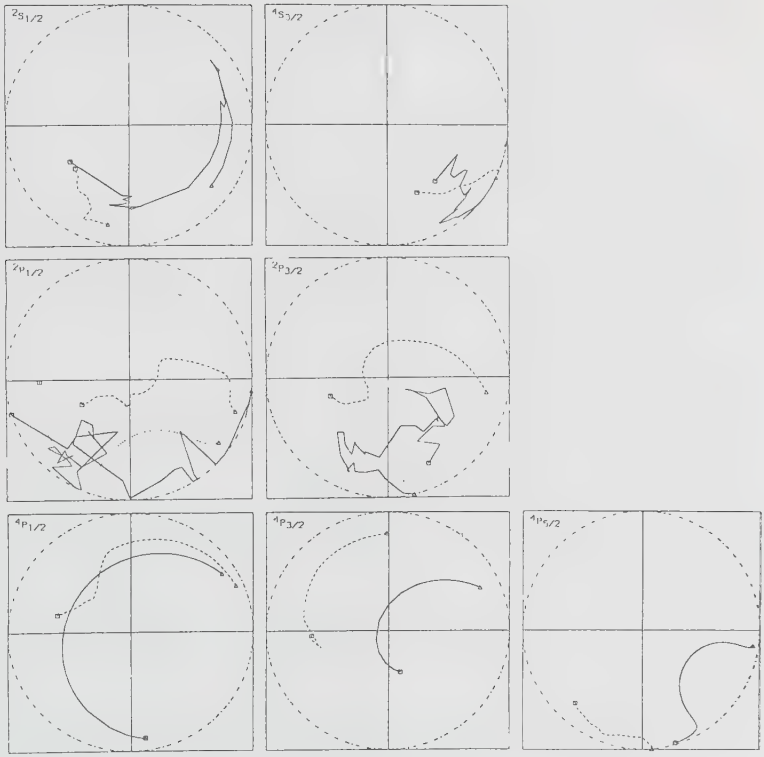

Abb. 4.2.5
Argand-Plots im Einheitskreis der komplexen Ebene für die S- und P-Streuphasen aus Fitlauf E (s. Text), verglichen mit den Vorhersagen von (HER85), gestrichelte Kurven

Δ $E_{Lab.}$ = 2,8 MeV
□ $E_{Lab.}$ = 10 MeV
Die Parametrisierung der $^2P_{1/2}$-Phase ist als punktierte Kurve eingezeichnet.

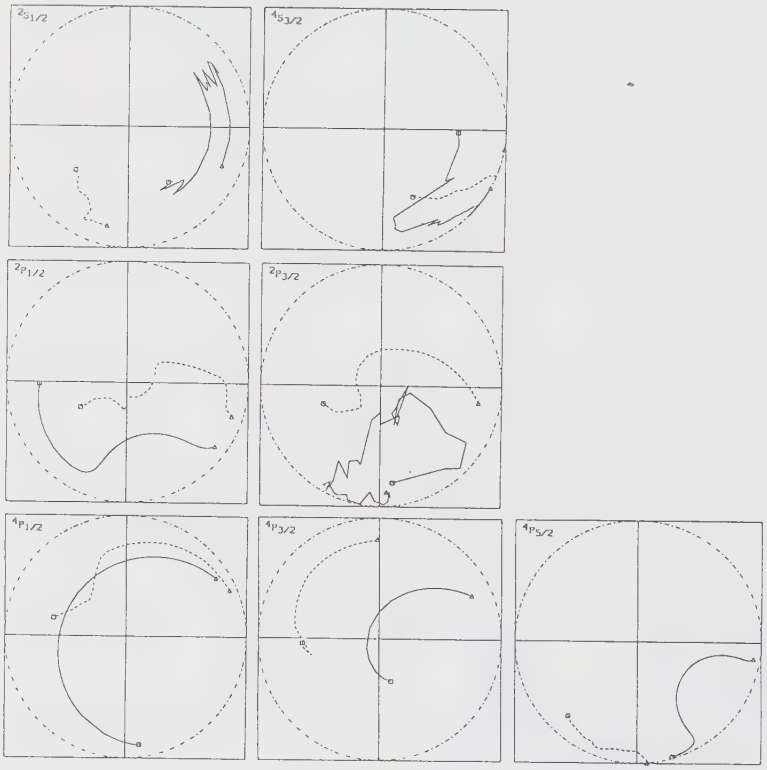

Abb. 4.2.6

Argand-Plots im Einheitskreis der komplexen Ebene für die S- und P-Streuphasen aus Fitlauf F (s. Text), verglichen mit den Vorhersagen von (HER85), gestrichelte Kurven

Δ $E_{Lab.}$ = 2,8 MeV

□ $E_{Lab.}$ = 10 MeV

Die Streuphasen $^4P_{1/2}$, $^4P_{3/2}$, $^4P_{5/2}$ und $^2P_{1/2}$ sind als Breit-Wigner-Form parametrisiert.

werden. Nach mehreren Versuchen wurde folgender Ansatz mit den konstanten Koeffizienten C_λ und C_μ gewählt:

$$\lambda = C_\lambda \cdot E_{C.M.}$$

$$\mu = C_\mu \cdot E_{C.M.}^2 \qquad (C_\mu \geq 0)$$

(Gl. 4.2.4)

Andere Möglichkeiten führten zu schlechteren Fitergebnissen. Zusammen mit den 3 Resonanzparametern sind insgesamt 5 Parameter anzupassen; bei 40 Abstandslinien in der komplexen Ebene wurden dabei stets eindeutige Minima gefunden.

Zuerst wurde die $^4P_{1/2}$-Phase parametrisiert, die eine deutliche Resonanzstruktur zeigt (s. Abb. 4.2.1). Aus der Breit-Wigner-Form (Gl. 4.2.3) wurden Real- und Imaginärteil der Streuphase δ für alle Energien ausgerechnet und als feste Parameter in die Streuphasenrechnung aufgenommen. In diesem sonst unveränderten Fitlauf C war die Zahl der freien Parameter demnach gegenüber B um 2 reduziert; es ergab sich eine nur geringfügig schlechtere Beschreibung der Daten. Die Ergebnisse sind als Argand-Plots in Abb. 4.2.3 dargestellt.

Im nächsten Schritt wurde zusätzlich die $^4P_{3/2}$-Phase parametrisiert und im Fitlauf D auf der Breit-Wigner-Form festgehalten. Dabei blieb die $^4P_{1/2}$-Phase unverändert. Die Ergebnisse sind Abb. 4.2.4 wiedergegeben.

Als nächstes wurde zusätzlich die $^4P_{5/2}$-Phase parametrisiert und ebenfalls in ihrer parametrischen Form in Fitlauf E als feste Größe eingegeben (Abb. 4.2.5). Analog wurde im letzten Schritt die $^2P_{1/2}$-Phase parametrisiert, so daß im Fitlauf F schließlich 4 resonante Phasen in ihrer Breit-Wigner-Darstellung fest eingebaut sind. In Abb. 4.2.6, wo die Argand-Plots aus diesem Fitlauf F dargestellt sind, kann man die

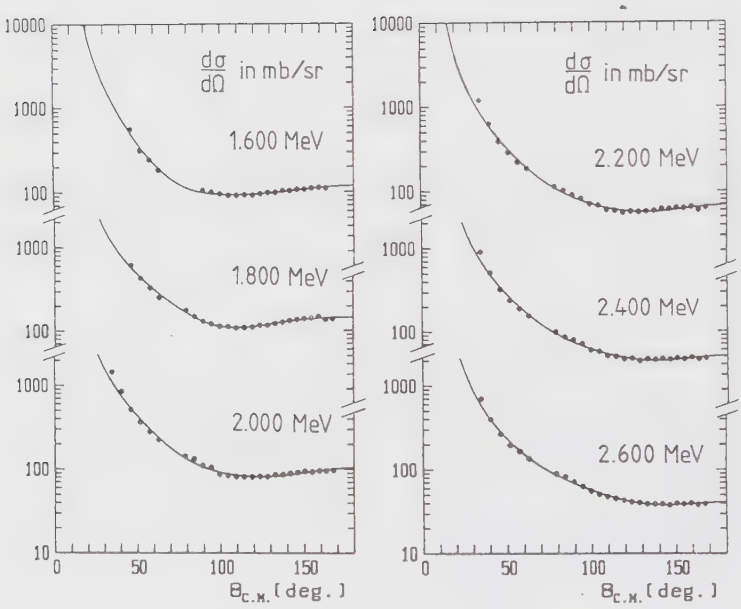

Abb. 4.2.7

Die experimentellen Daten des differentiellen Wirkungsquerschnitts und der Analysierstärke und ihre Beschreibung durch die Streuphasen-Fitprozedur F (s. Text)
In den Fitläufen A bis E mit mehr freien Parametern wurden noch geringfügig bessere Beschreibungen erzielt.
Die Energien sind im Laborsystem angegeben.

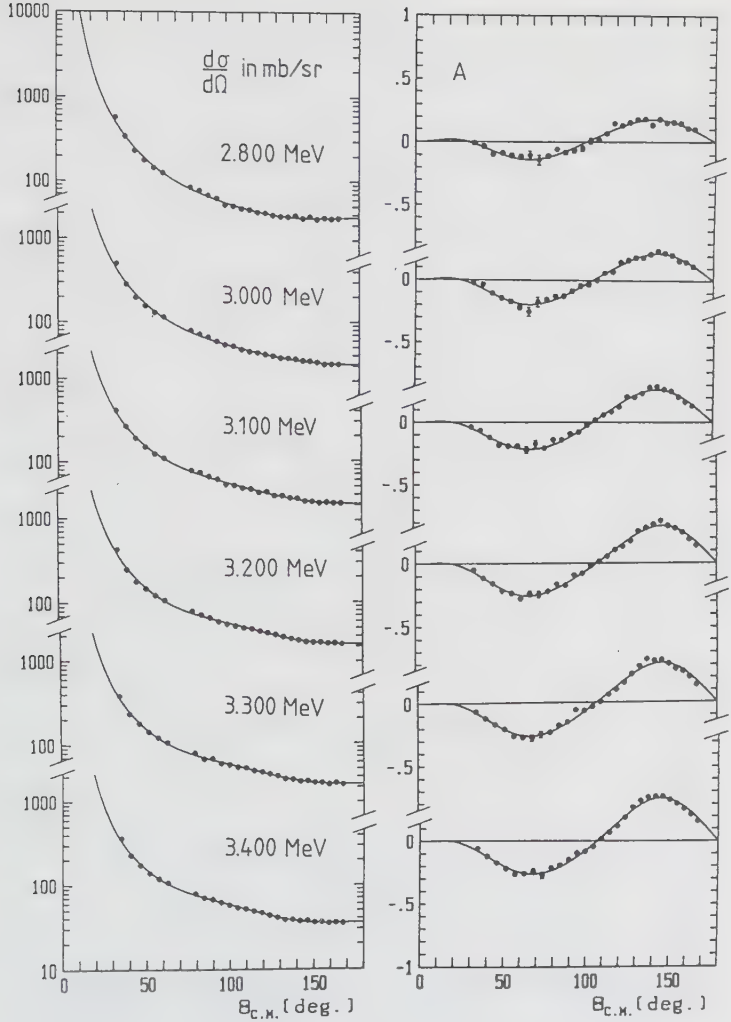

Abb. 4.2.7 (Forts.)

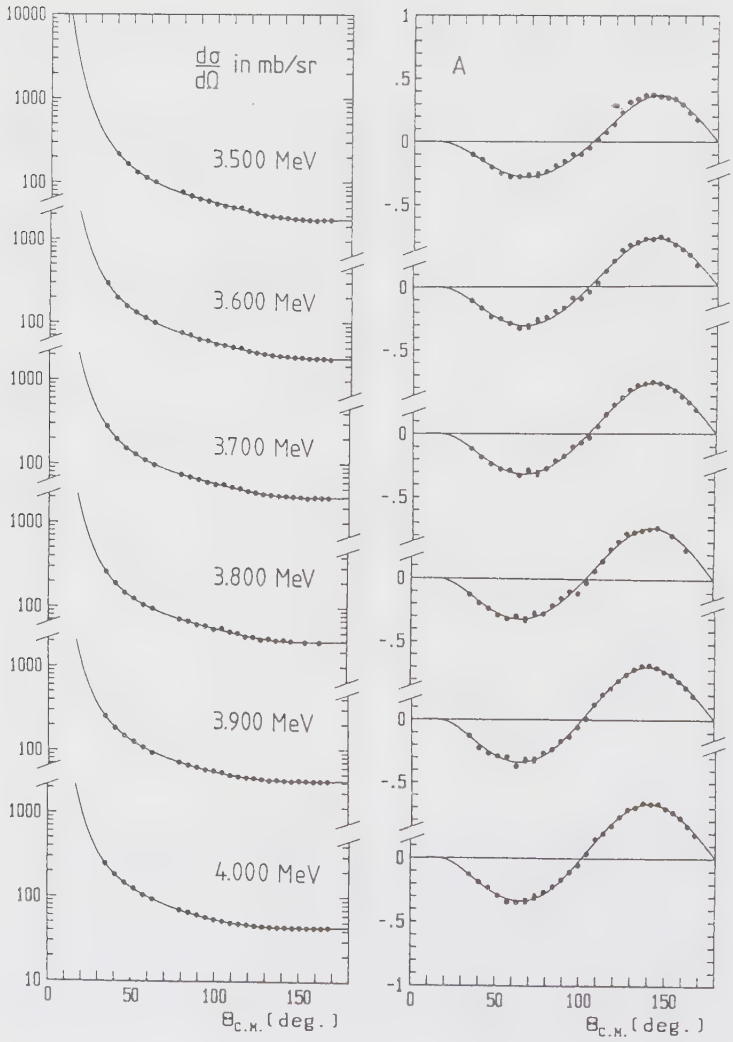

Abb. 4.2.7 (Forts.)

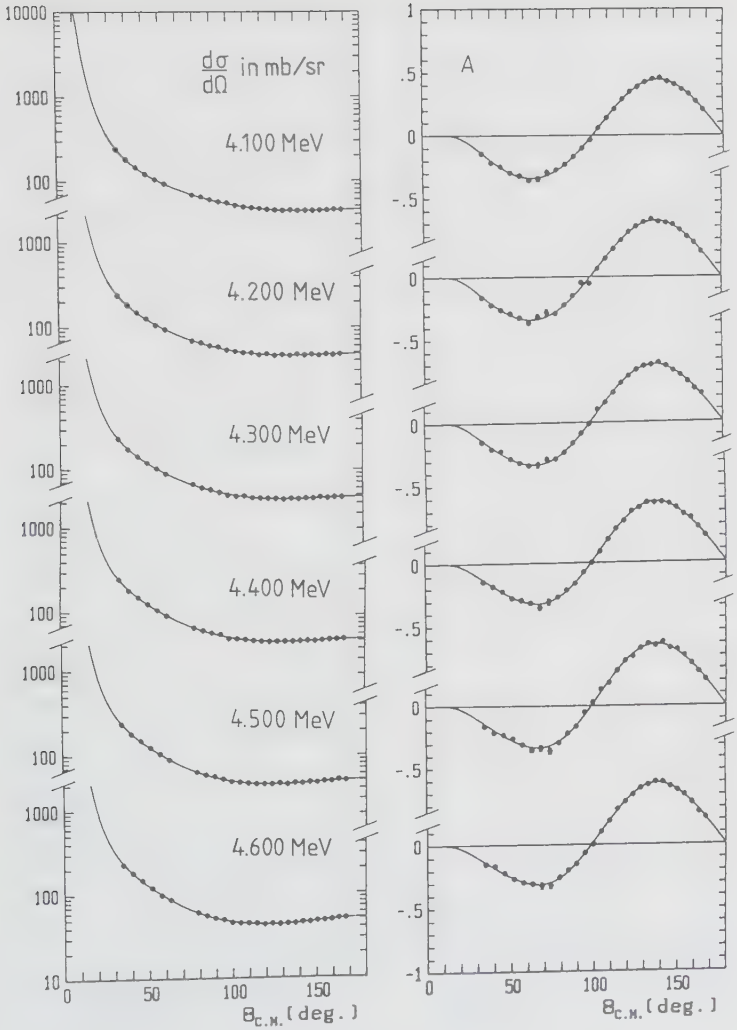

Abb. 4.2.7 (Forts.)

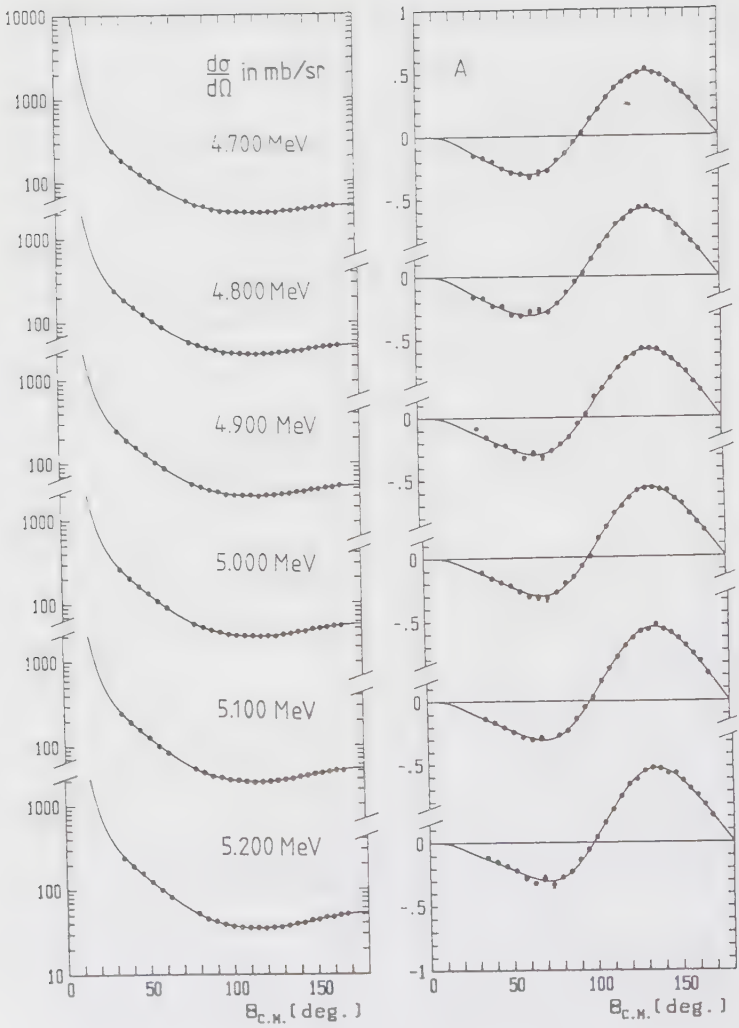

Abb. 4.2.7 (Forts.)

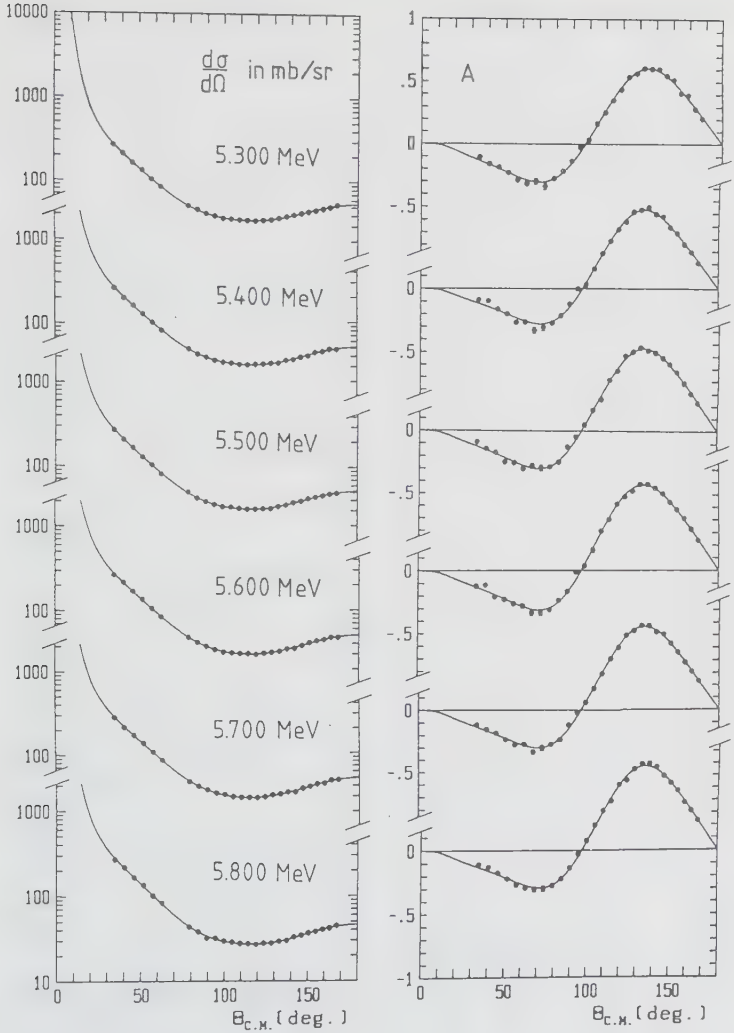

Abb. 4.2.7 (Forts.)

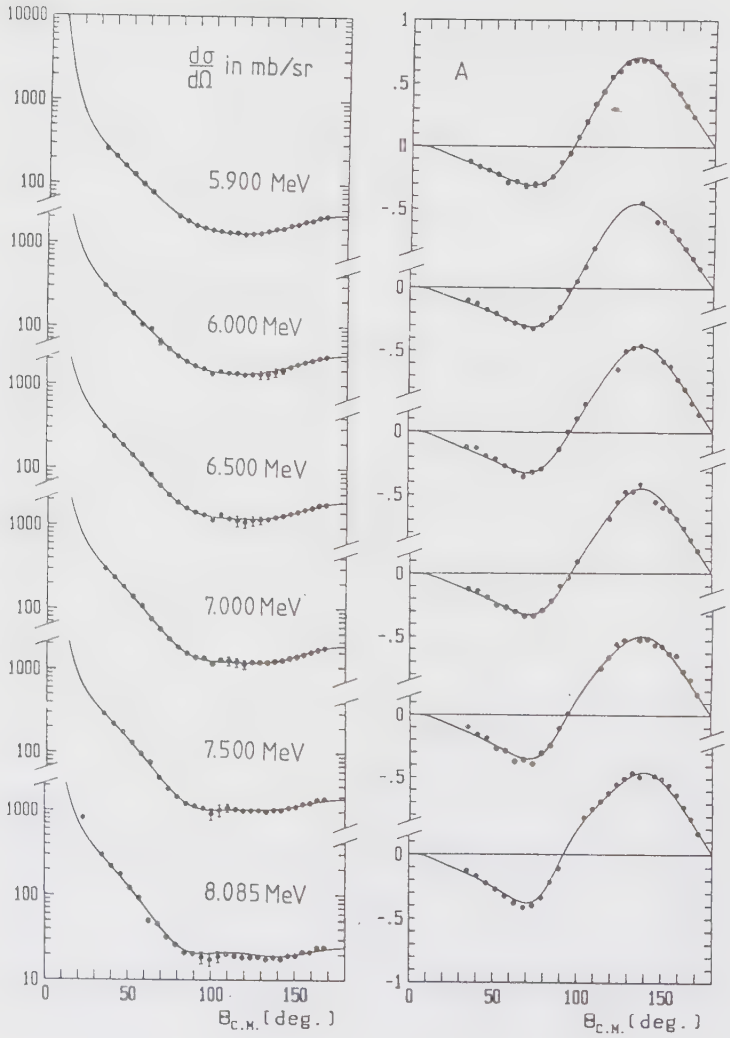

Abb. 4.2.7 (Forts.)

Phase	E_R (MeV)	Γ_p (MeV)	Γ (MeV)	C_λ ($\frac{1}{MeV}$)	C_μ ($\frac{1}{MeV^2}$)
$^4P_{1/2}$	4,19	1,68	2,23	-0,0599	$6,20 \cdot 10^{-4}$
$^4P_{3/2}$	6,73	1,77	4,74	0,0124	$4,86 \cdot 10^{-3}$
$^4P_{5/2}$	4,34	0,40	1,47	-0,0693	$4,05 \cdot 10^{-6}$
$^2P_{1/2}$	3,68	0,32	1,28	-0,177	$2,11 \cdot 10^{-3}$

Tab. 4.2.1
Resonanzparameter und Koeffizienten der Hintergrundphasen aus Fitprozedur F (s. Text); Energien im C.M.-System

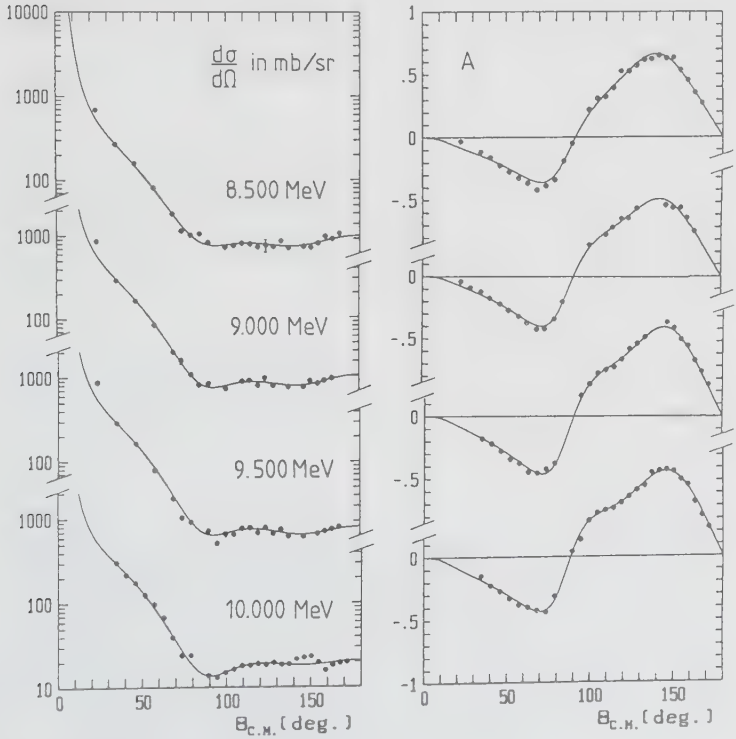

Abb. 4.2.7 (Forts.)

$^4P_{1/2}$-, $^4P_{3/2}$-, $^4P_{5/2}$- und $^2P_{1/2}$-Resonanzstrukturen als gegen den Uhrzeigersinn gerichtete Kreisbögen erkennen. Die S-Phasen zeigen keine Resonanzstruktur. Eine Breit-Wigner-Parametrisierung der $^2P_{3/2}$-Phase gelingt nicht, weil der Umlaufsinn falsch orientiert ist.

Die ermittelten Resonanzparameter sind in Tab. 4.2.1 zusammen mit den Koeffizienten der Hintergrundphasen aufgeführt. Die gute Beschreibung der Daten sieht man in Abb. 4.2.7, wo alle experimentellen Daten mit den Streuphasenfits aus Prozedur F dargestellt sind. Bei den Prozeduren A bis E waren die Beschreibungen noch geringfügig besser. Für die Energien von 2,6 MeV bis 1,6 MeV wurde die Prozedur F fortgesetzt; da in diesem Energiebereich nur Wirkungsquerschnittsdaten vorliegen, konnten die Phasen allerdings nicht alle eindeutig bestimmt werden.

Die Realteile der Streuphasen und die Mischungsparameter aus Prozedur F sind zusammen mit den Vorhersagen von M. Herman (HER85) in Abb. 4.2.8 aufgetragen. Da die Streuphasen mehrdeutig modulo 180° sind, können die Kurven vertikal um Vielfache von 180° verschoben werden.

Die $^4P_{1/2}$- und $^2P_{1/2}$-Phase lassen sich gut mit den Vorhersagen vergleichen, während die $^4P_{3/2}$-Phase gegenüber der Vorhersage stark zu höheren Energien verschoben ist. Dies ist auch im Argand-Plot (Abb. 4.2.6) deutlich als Verschiebung zu sehen.

Die Vorhersage einer $^2P_{3/2}$-Resonanz kann durch die Phasenanalyse nicht bestätigt werden. In der Vorhersage (HER85) zeigt die $^4P_{5/2}$-Phase zwar keine mit der Analyse vergleichbare Resonanz; von einer ähnlichen Resonating-Group-Rechnung von H.M. Hofmann et al. (HOF83) wird aber eine $\frac{5}{2}^-$-Resonanz bei 4 MeV C.M.-Energie vorausgesagt (s. Abb. 1.1). Diese Vorhersage wird durch die vorliegende Analyse bestätigt.

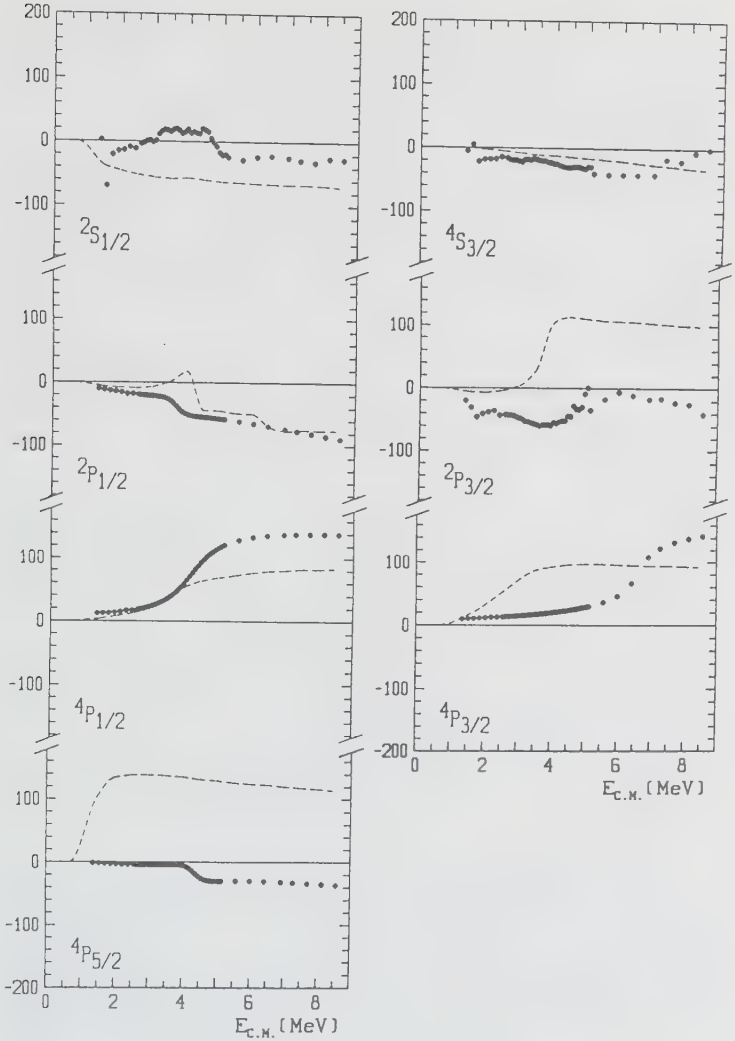

Abb. 4.2.8

Realteile der Streuphasen und Mischungsparameter aus Fitlauf F (s. Text) in Grad, verglichen mit den Vorhersagen von (HER85), gestrichelte Kurven

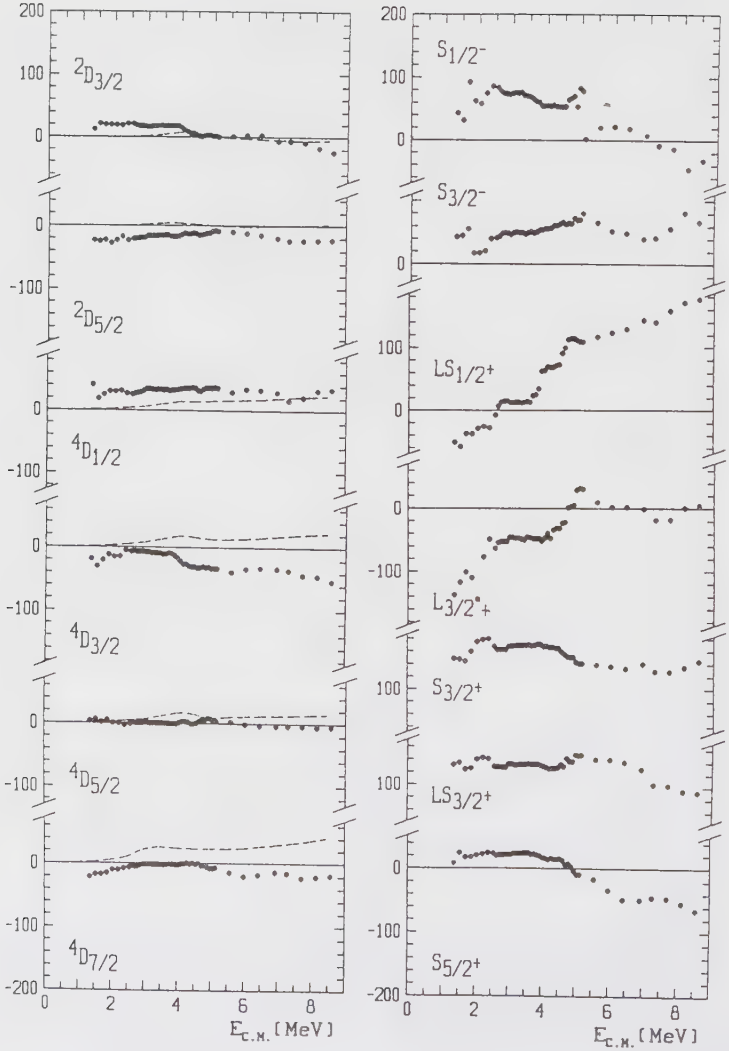

Abb. 4.2.8 (Forts.)

Wie in Abschnitt 2.3 diskutiert, ist die Absolutnormierung des differentiellen Wirkungsquerschnitts mit einer Unsicherheit von 7% behaftet. Da ein eventueller Normierungsfehler alle Energien in gleicher Weise betreffen würde und der Wirkungsquerschnitt verglichen mit der Analysierstärke geringere Sensitivität aufweist, ist kein wesentlicher Einfluß auf die Ergebnisse der Phasenanalyse zu erwarten. Um dies zu untersuchen, wurden mehrere Testrechnungen bei verschiedenen benachbarten Energien mit verschiedenen künstlichen Normierungen zwischen 0,93 und 1,07 durchgeführt. Dabei stellte sich heraus, daß nur geringfügige, gleichsam statistische Schwankungen einiger Phasen um wenige Grad auftreten, aber keine systematische Verschiebung der Streuphasen bewirkt wird.

Eine experimentell wohlbekannte Resonanz liegt bei 1,6 MeV C.M.-Energie ($E_{Lab.}$=1,9MeV), siehe Abb. 1.1. Sie spiegelt sich wieder in den Anregungsfunktionen des Wirkungsquerschnitts (Abb. 2.2.1), im totalen elastischen Wirkungsquerschnitt und in den Parametern des Optischen Modells (Abb. 3.3.2). Aufgrund früherer Analysen (MCC63, PET69) wurde dieser Resonanz $J^{\pi}=\frac{5}{2}^{-}$ zugewiesen. Diese Analysen beruhen allerdings nur auf unpolarisierten Daten (MCC63) oder auf sehr wenigen Datenpunkten, die unter Vernachlässigung von ^{2}P-Phasen und Mischungen analysiert worden sind (PET69).

Durch die vorliegenden Daten mit der kleinsten Laborenergie von 1,6 MeV wird die Resonanz nicht voll erfaßt. Zudem stellte sich der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt, der für Energien unterhalb 2,8 MeV allein gemessen wurde, als insensitiv heraus, so daß die Daten auch ohne die Annahme dieser "angeschnittenen" Resonanz beschrieben werden konnten (s. Abb. 4.2.7 und 4.2.8).

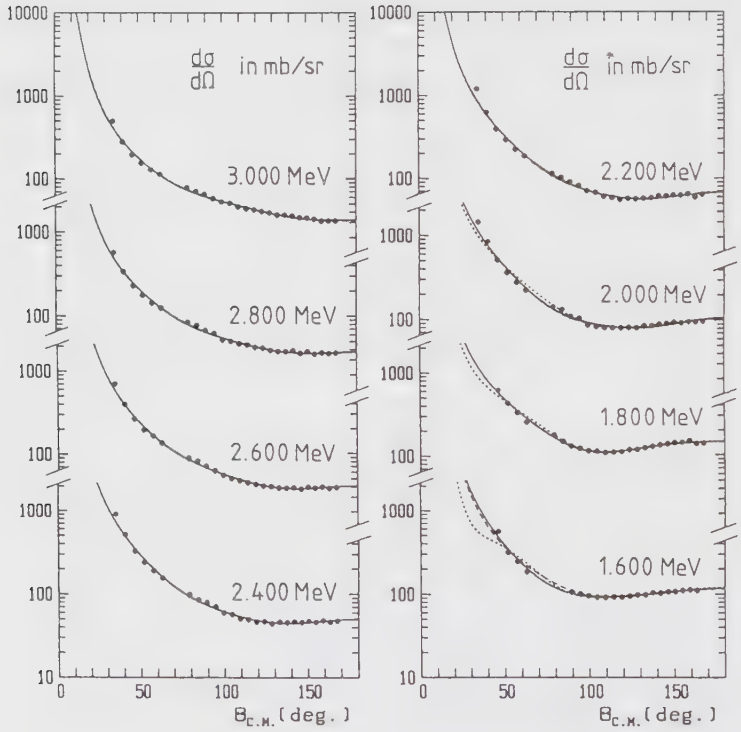

Abb. 4.2.9

Streuphasenfits an die Wirkungsquerschnittsdaten bei $E_{Lab.}$ = 3,0 MeV bis 1,6 MeV unter Annahme einer Resonanz bei 1,6 MeV C.M.-Energie, Resonanzparameter nach (MCC63), mit $J^{\pi}=\frac{1}{2}^-$ (———), $\frac{3}{2}^-$ (-----) und $\frac{5}{2}^-$ (·····)

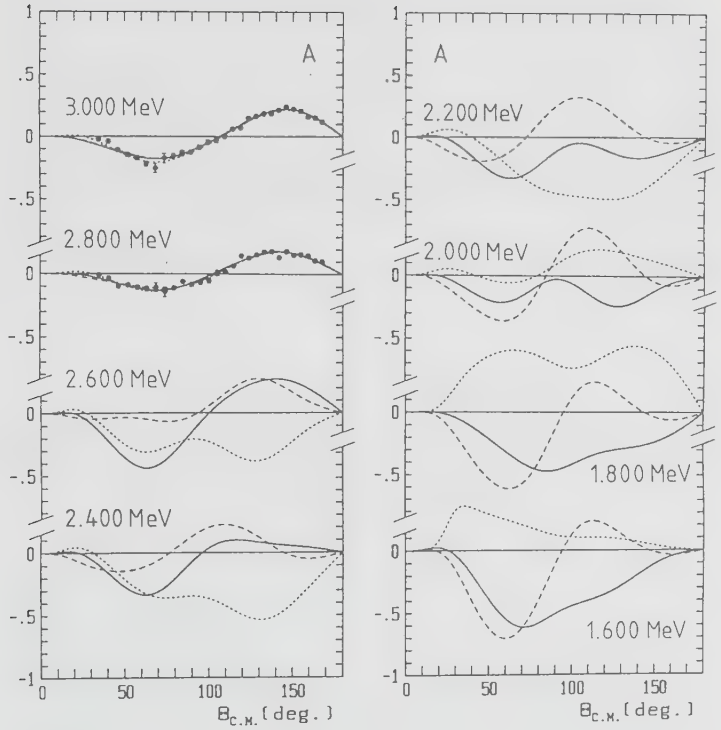

Abb. 4.2.10

Streuphasenfits ($E_{Lab.}$=3,0 und 2,8 MeV) an die Analysierstärkedaten und berechnete ($E_{Lab.}$ von 2,6 bis 1,6 MeV) Analysierstärkeverteilungen unter Annahme einer Resonanz bei 1,6 MeV C.M.-Energie, Resonanzparameter nach (MCC63), mit $J^{\pi}=\frac{1}{2}^{-}$ (———), $\frac{3}{2}^{-}$ (-----) und $\frac{5}{2}^{-}$ (•••••)

Da McCray in seiner Wirkungsquerschnitts-Analyse bei sehr kleinen Energien (MCC63) bereits Resonanzparameter bestimmt hatte, war es möglich, zur Analyse der vorliegenden Daten diese Resonanzform zu verwenden und dabei jeweils eine $^4P_{1/2^-}$, $^4P_{3/2^-}$ und $^4P_{5/2^-}$-Resonanz anzunehmen. Die Hintergrundphase wurde auf Null gesetzt. In Analogie zu Prozedur F wurde, ausgehend von $E_{Lab.}$=4 MeV, gefittet und dabei die betreffende ^{4}P-Resonanz durch die Resonanz nach McCray mit den Parametern

E_R = 1,57 MeV C.M. (≙1,84 MeV Lab.)
r_p = 0,798 MeV
r^- = 0,836 MeV

ersetzt. Die dabei vernachlässigte Resonanz hat bei den kleinen Energien keinen wesentlichen Einfluß. Zur Vermeidung von Phasensprüngen wurden die Mischungsparameter $S_{1/2^-}$ und $S_{3/2^-}$, im Unterschied zu Prozedur F, festgehalten.

Die Ergebnisse dieser Analysen sind in Abb. 4.2.9 (Wirkungsquerschnitt) und in Abb. 4.2.10 (Analysierstärke) zusammengestellt. Wegen der oben erwähnten geringeren Sensitivität ist es verständlich, daß die Beschreibung des Wirkungsquerschnitts für $J^\pi=\frac{1^-}{2}$, $\frac{3^-}{2}$ und $\frac{5^-}{2}$ etwa gleich befriedigend, für $\frac{5^-}{2}$ relativ am schlechtesten ausfällt. Die berechnete Analysierstärke zeigt jedoch große Unterschiede bei den drei Fitläufen, die sich nur in dem angenommenen J^π unterscheiden. Bei der Annahme $J^\pi=\frac{5^-}{2}$, die aufgrund früherer Analysen begründet ist (s. oben), treten besonders starke Änderungen in der Struktur der Analysierstärke an der Grenze der experimentellen Daten (beim Übergang von 2,8 MeV zu 2,6 MeV) auf. Ein derart unstetiges Verhalten der Analysierstärke ist jedoch völlig "unphysikalisch".

Zusammenfassend können wir folgern, daß eine J^{π}-Zuweisung für die Resonanz bei 1,6 MeV C.M.-Energie mit den vorhandenen unpolarisierten Daten nicht vorzunehmen ist. Das stark sensitive Verhalten der berechneten Analysierstärke weist jedoch darauf hin, daß eine Messung der Analysierstärke in diesem Energiebereich (und unterhalb davon) eine eindeutige Analyse der Resonanz ermöglichen würde. Einerseits wäre gegenüber früheren Analysen eine besser fundierte J^{π}-Zuweisung möglich, andererseits könnten auch die Resonanzparameter (Resonanzenergie, -breite und Partialbreite) gut bestimmt werden, wenn die experimentellen Energieschritte genügend fein sind.

4.3 Beschreibung aller polarisiert gemessenen Daten mit energieabhängigen Phasenparametern

Im letzten Abschnitt wurden die Resonanzparameter durch schrittweise Breit-Wigner-Parametrisierung der Argand-Plots bestimmt (Tab. 4.2.1). Die so ermittelten Resonanzparameter für eine bestimmte Phase waren in den nachfolgenden Streuphasenfitläufen jeweils festgehalten worden. Eine aufgrund von Vieldeutigkeiten mögliche gegenseitige Beeinflussung von Resonanzparametern verschiedener Phasen konnte auf diese Weise nicht untersucht werden. Außerdem war es nicht möglich, die Fehler der Resonanzparameter abzuschätzen.

Dazu wurde das Streuphasen-Fitprogramm umgebaut, um einen gleichzeitigen Fit aller experimentellen Daten bei allen Energien zu ermöglichen. Die Streuphasen müssen dann energieabhängig angesetzt werden; die Fitparameter sind nun Koeffizienten, die die Energieabhängigkeit der Eigenstreuphasen und der Mischungsparameter beschreiben. Folgende Parametrisierung über die C.M.-Energie E wurde gewählt:

1. Nicht-resonante Streuphasen

Realteil: $\mathrm{Re}(\delta) = a_0 + a_1 \cdot E + a_2 \cdot E^2 + a_3 \cdot E^3$

Imaginärteil: $\mathrm{Im}(\delta) = b_0 + b_1 \cdot E + b_2 \cdot E^2 + b_3 \cdot E^3$

(mit $\mathrm{Im}(\delta) \geqq 0$)

(Gl. 4.3.1)

Die D-Phasen wurden wie bisher reell angesetzt.

2. Mischungsparameter

Analog zu den Realteilen der nicht-resonanten Streuphasen (die Mischungsparameter sind reell, s. Abschnitt 4.1).

3. Resonante Streuphasen ($^4P_{1/2}$, $^4P_{3/2}$, $^4P_{5/2}$ und $^2P_{1/2}$)

$$e^{2i\delta} = e^{2i\lambda}\left(e^{-2\mu} + \frac{i\Gamma_p}{E_R - E - \frac{1}{2}i\Gamma}\right)$$

$$\lambda = a_0 + a_1 \cdot E + a_2 \cdot E^2 + a_3 \cdot E^3$$

$$\mu = b_0 + b_1 \cdot E + b_2 \cdot E^2 + b_3 \cdot E^3$$

(mit $\mu \geqq 0$)

(Gl. 4.3.2)

Es wurden demnach für die Mischungsparameter und die D-Phasen je 4 Parameter, für die S- und P-Phasen je 8 Parameter und für die resonanten Phasen zusätzlich je 3 Resonanzparameter, also insgesamt 11 Parameter verwendet. Zusammen sind das 129 Parameter für ca. 2160 Datenpunkte gegenüber 27 Parametern für ca. 54 Datenpunkte bei den Einzelenergiefits. Der Parameterraum wurde also drastisch reduziert.

Bei der Konstruktion der Fehlerfunktion für dieses neue Programm wurden nicht alle experimentellen Datenpunkte gleichbehandelt, weil die Beschreibungen durch die Einzelenergiefits nicht bei jeder Energie gleich gut waren. Das liegt an der unterschiedlichen Streuung der Meßwerte um die glatten Bestfitkurven. Als Maß für die Güte der Fits wurde deshalb das Verhältnis von der bei Fitprozedur A (dem "Bestfit") für die betreffende Energie erzielten Fehlerfunktion und dem entsprechenden Wert im neuen Programm genommen. Aus den Kehrwerten dieser Verhältnisse ergibt sich dann die neue Fehlerfunktion F_{total} zu:

$$F_{total} = \sum_{Energien} \left[\frac{F_E}{F_{Best}}\right]^2$$

(Gl. 4.3.3)

Die unter der Summe stehenden Fehlerfunktionen wurden nach Gl. 4.2.1, wie im Programm HALFONE üblich, berechnet.

Als Startwerte für die Resonanzparameter wurden die Werte aus Tab. 4.2.1 verwendet und zunächst festgehalten. In mehreren Fitläufen wurden dann, ausgehend von geeigneten Startwerten, die übrigen Parameter abwechselnd freigegeben. Die Rechenläufe waren wegen der bei jedem Fitschritt nötigen umfangreichen Numerik sehr zeitaufwendig. Um die Energieabhängigkeit der nicht-resonanten Phasen und der Hintergrundphasen adäquat zu beschreiben, waren die in Gl. 4.3.1 und Gl. 4.3.2 definierten Polynome 3. Grades erforderlich. Die Gültigkeit dieser Parametrisierung durch Poynome beschränkt sich auf den untersuchten Energiebereich, außerhalb dessen die Polynome die Phasen nicht beschreiben.

Im nächsten Schritt wurden dann alle Resonanzparameter gleichzeitig freigegeben und die übrigen Parameter festgehalten. Obwohl jetzt gegenseitige Beeinflussungen der Resonanzparameter möglich waren, änderten sich diese nur geringfügig gegenüber den Werten, die in den Einzelenergiefits ermittelt worden waren. In Tab. 5.2.1 (Kap. 5) sind die entgültigen Werte angegeben. Die Fehler der Parameter beziehen sich auf eine mittlere Verschlechterung der Fehlerfunktionen F_E für die einzelnen Energien von 10% bei gleichzeitigem Nachfitten aller Resonanzparameter. Im Bereich einer Resonanz wirkt sich jedoch die Veränderung eines Resonanzparameters stärker aus, so daß die Beschreibung der Daten dort etwa um 20% schlechter wird, während die Daten von weit entfernten Energien überhaupt nicht sensitiv sind.

In Abb. 4.3.1 sind einige Beispiele für die Qualität der erzielten Fits wiedergegeben. Die Argand-Plots für das Fitergebnis sind in Abb. 4.3.2 zusammengestellt, verglichen mit den Vorhersagen von Herman (HER85).

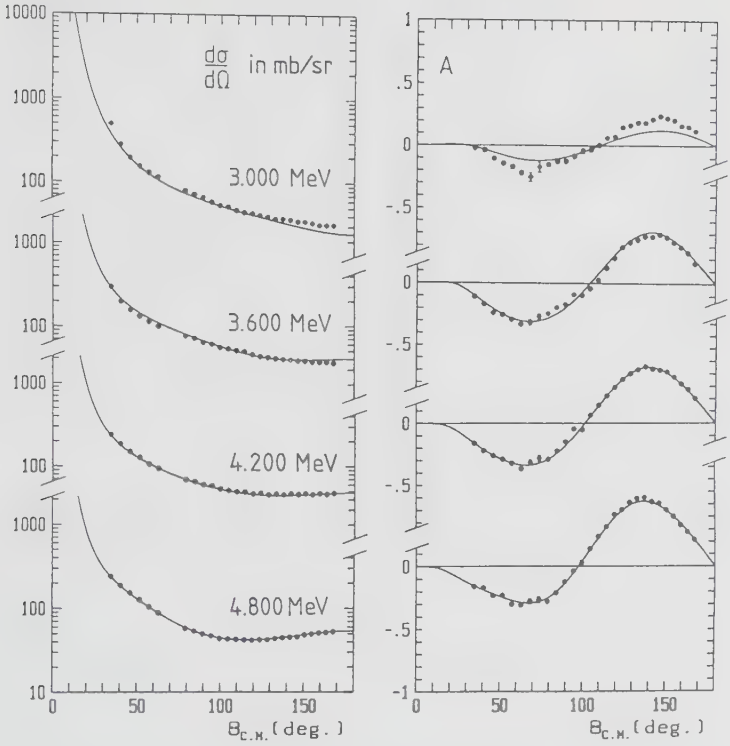

Abb. 4.3.1
Beschreibung der Wirkungsquerschnitts- und Analysierstärkedaten durch einen Streuphasenfit mit energieabhängigen Phasenparametern bei einigen Beispielenergien (Angaben im Laborsystem)

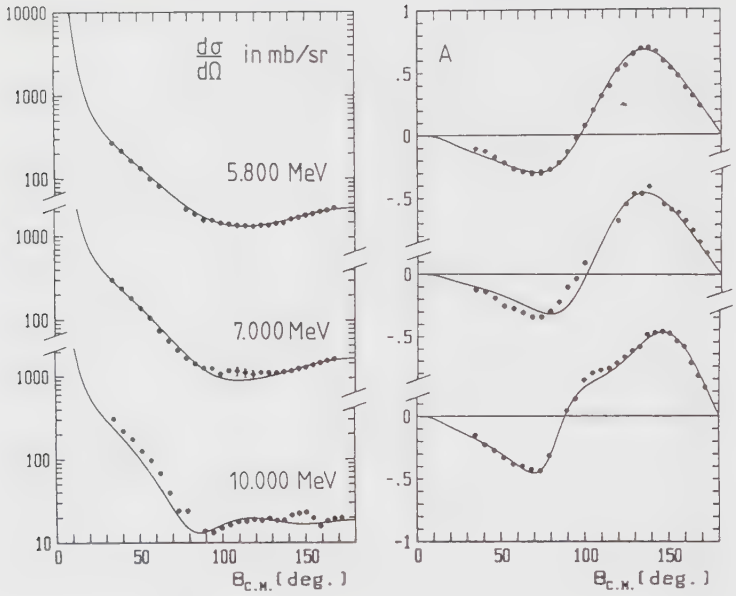

Abb. 4.3.1 (Forts.)

Die energetische Lage der Resonanzen kann man am Verlauf der Realteile der Streuphasen erkennen, die in Abb. 4.3.3 aufgetragen sind. Bei den resonanten Phasen ist auch der schwach energieabhängige Hintergrundanteil als durchgezogene Kurve eingezeichnet.

Die in diesem Kapitel beschriebenen Analysen mit energieabhängigen Parametern erstrecken sich auf den Laborenergiebereich von 2,8 MeV bis 10 MeV. Die unpolarisierten Daten im Bereich von 1,6 MeV bis 2,6 MeV wurden zwar versuchsweise

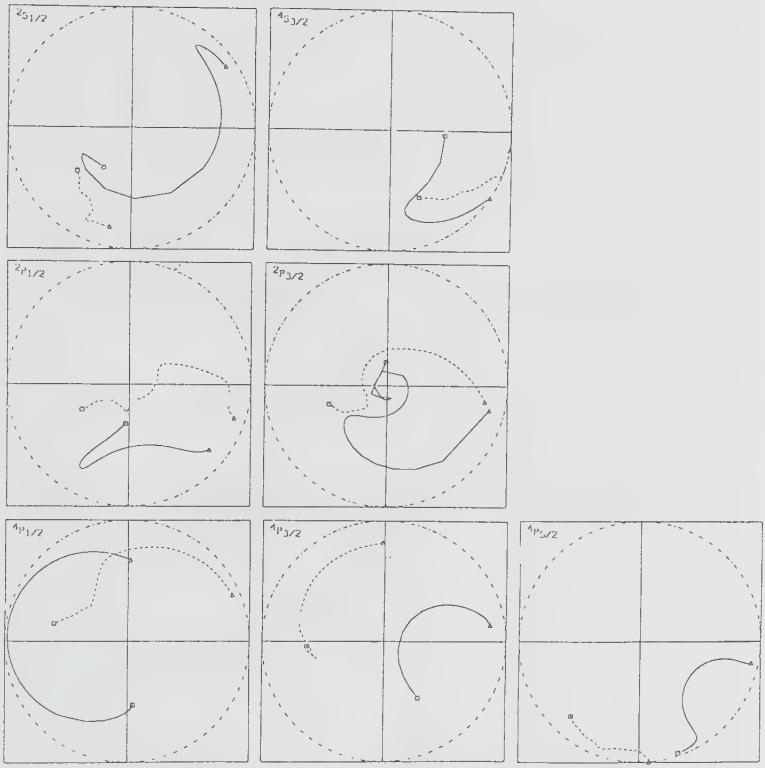

Abb. 4.3.2

Argand-Plots im Einheitskreis der komplexen Ebene für die S- und P-Streuphasen aus der Fitprozedur mit energieabhängigen Phasenparametern, verglichen mit den Vorhersagen von (HER85), gestrichelte Kurven

Δ $E_{Lab.}$ = 2,8 MeV

□ $E_{Lab.}$ = 10 MeV

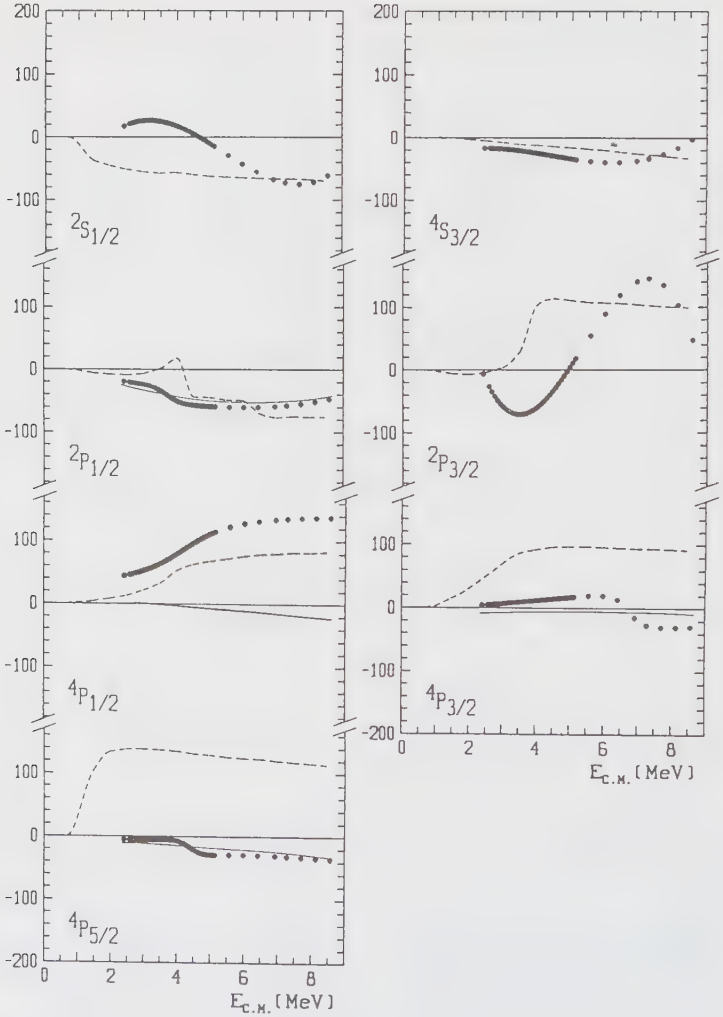

Abb. 4.3.3

Realteile der Streuphasen (in Grad) aus dem Streuphasenfit mit energieabhängigen Phasenparametern, verglichen mit den Vorhersagen von (HER85), gestrichelte Kurven. Bei den resonanten Phasen ist der schwach energieabhängige Hintergrundanteil als durchgezogene Kurve eingezeichnet.

einbezogen, die erzielte Beschreibung der Daten war aber weitaus schlechter. Das hat folgende Gründe:

Im letzten Abschnitt wurde die Resonanz bei $E_{Lab.}$=1,9 MeV diskutiert; dabei stellte sich heraus, daß die in diesem Energiebereich allein vorliegenden unpolarisierten Wirkungsquerschnittsdaten nicht ausreichen, um die Streuphasen eindeutig zu bestimmen. Um aber in dem gemeinsamen Fit aller Energien überhaupt mit guten Startwerten für die nicht-resonanten Phasen beginnen zu können, müssen diese vorher durch Einzelenergiefits bestimmt werden. Dabei ist es in diesem vergrößerten Energiebereich außerdem notwendig, die Parametrisierung durch Polynome 3. Grades (Gl. 4.3.1. und 4.3.2) durch eine geeignetere Parametrisierung zu ersetzen, die das Verhalten der Phasen auch bei den kleinen Energien beschreiben kann. Wenn in diesem Bereich Analysierstärkedaten vorliegen, wird es möglich sein, auch die 1,9 MeV-Resonanz zu beschreiben und diese Beschreibung in den gemeinsamen Fit aller Energien einzubauen. Wegen des enormen Rechenzeitaufwandes sind dafür gute Startwerte, auch für die Hintergrundphasen, erforderlich, die nicht etwa aus dem Optischen Modell hergeleitet werden können, weil dort die Spin-Spin-Wechselwirkung fehlt.

Um den Beitrag einer einzelnen Resonanz zur Beschreibung der Daten festzustellen, wurde in einem Test die $^4P_{1/2}$-Resonanz durch Nullsetzen der partiellen Breite unterdrückt. Das Ergebnis ist anhand einiger Beispielenergien in Abb. 4.3.4 dargestellt. Die Beschreibung der Daten ist deutlich schlechter als beim ursprünglichen Fit (Abb. 4.3.1), wobei sich die Analysierstärke wesentlich sensitiver, verglichen mit dem unpolarisierten Wirkungsquerschnitt, erweist. Man kann daraus schließen, daß die vorliegenden Analysen allein mit unpolarisierten Daten nicht möglich gewesen wären.

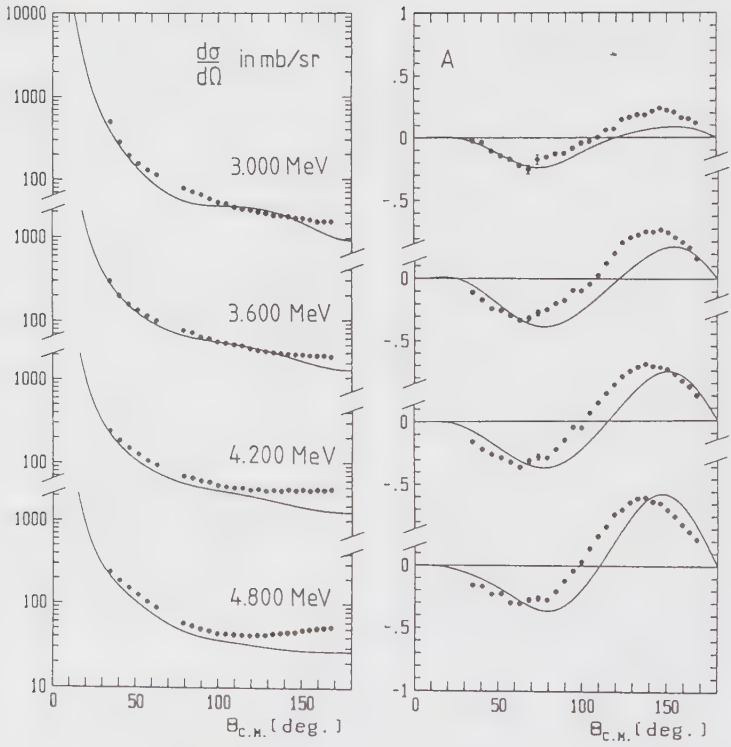

Abb. 4.3.4

Streuphasenrechnung mit energieabhängigen Phasenparametern analog zu Abb. 4.3.1, die $^4P_{1/2}$-Resonanz ist jedoch ausgeschaltet. Die Beschreibung der Analysierstärke reagiert darauf weitaus sensitiver als der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt.

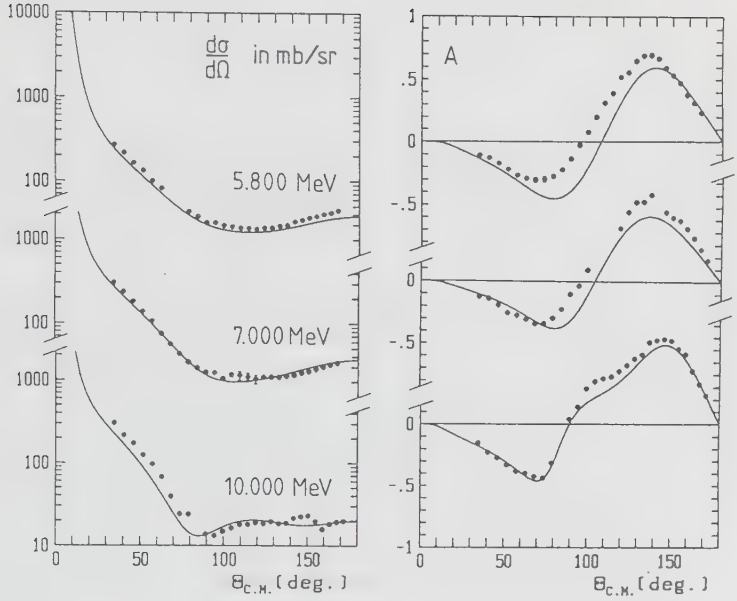

Abb. 4.3.4 (Forts.)

5 Diskussion der Ergebnisse und Vergleich mit theoretischen Vorhersagen

5.1 Die verfeinerten Resonating-Group-Rechnungen

Betrachtet man den Kern ^{7}Be als ein aus 7 Nukleonen bestehendes System, so hat man ein im strengen Sinn unlösbares 7-Teilchen-Problem vor sich. Ein möglicher Weg zum Auffinden einer Näherungslösung für den Vielteilchen-Hamilton-Operator besteht darin, Nukleonen zu "Clustern" zusammenzufassen (HOF84). Dabei sind die Nukleonen-Wellenfunktionen symmetrisch gegenüber Vertauschungen innerhalb eines Clusters, und alle Nukleonen in einem Cluster befinden sich in relativen S-Zuständen. Beim Resonating-Group-Verfahren wird der Kern in zwei solche Fragmente mit bekannten internen Wellenfunktionen ϕ_i und mit unbekannter Relativbewegung (Wellenfunktion χ_{rel}) zerlegt. Der Ansatz für die Gesamtwellenfunktion eines Streuzustandes lautet dann (HOF84)

$$\Psi(1,\ldots,N) = A \sum_{s=1}^{M} \phi_1^s(1,\ldots,N_1)\, \phi_2^s(N_1+1,\ldots,N)\, \chi_{rel}^s(\vec{R}_{rel}) \qquad \text{(Gl. 5.1.1)}$$

Dabei bezeichnet A die totale Antisymmetrisierung und S einen mehrfachen Index, der jeden Reaktionskanal durch die Angabe von Fragmentation, Anregung der Fragmente, Bahndrehimpuls L und Kanalspin S gekoppelt zum Gesamtdrehimpuls J beschreibt.

Eine Methode zur Lösung dieser Gleichung geht von einem Ansatz für die Relativwellenfunktion χ_{rel} aus, der sich aus regulären und irregulären Coulomb-Wellenfunktionen sowie aus geeigneten L^2-Funktionen zur Beschreibung des Wechselwirkungsbereichs zusammensetzt. In dieser Resonating-Group-Methode werden dann die Elemente der Reaktionsmatrix a über

das verallgemeinerte Kohn-Hulthén-Variationsprinzip

$$\delta\{\langle\Psi|H-E|\Psi\rangle - \tfrac{1}{2}a\} = 0 \qquad \text{(Gl. 5.1.2)}$$

bestimmt; dabei setzt sich der Hamiltonoperator H aus den internen Hamiltonoperatoren der beiden Fragmente und aus Wechselwirkungstermen zusammen. Die weiterführenden Details dieser Methode sind in (HOF84) beschrieben.

Bei den Rechnungen (HOF83), (HER85) und (HOF85) für das ^{7}Be-System handelt es sich um "multi-structure und multi-channel" -Rechnungen, d.h., es werden mehrere Reaktionskanäle und dabei jeweils mehrere Fragmentationen des Zwischenkerns berücksichtigt: bei ^{7}Be z.B. ^{3}He-^{4}He, p-^{6}Li, p-^{6}Li*, p-^{6}Li**, d-^{5}Li, n-^{6}Be. Unterschiede zwischen den verschiedenen Rechnungen bestehen in der Anzahl der mitgenommenen Kanäle und Fragmente, die bei (HER85) gegenüber (HOF83) erweitert wurde. Bei (HOF85) wurde die Form der Wellenfunktion geändert, insbesondere der mittlere quadratische Radius des ^{6}Li auf den experimentellen Wert verkleinert.

Zum Vergleich der berechneten Streuphasen mit der experimentellen Phasenanalyse wurde in Kap. 4 die umfangreiche Rechnung (HER85) verwendet. Daneben besteht die unmittelbare Vergleichsmöglichkeit der aus der Theorie berechneten Observablen mit den gemessenen Daten. In Abb. 5.1.1 sind Analysierstärkedaten der Protonenstreuung (diese Arbeit) und der Neutronenstreuung (WAL85) mit den entsprechenden Rechnungen (HER85) verglichen. Während sich die experimentellen Protonen- und Neutronendaten nur wenig unterscheiden, weicht die Struktur der Vorhersagen im oberen Winkelbereich deutlich ab. Dies wurde durch die oben erwähnte Korrektur der Wellenfunktion in (HOF85) behoben, die zu einer relativ besseren

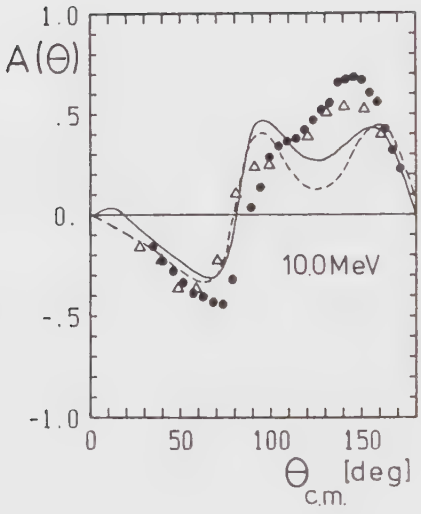

Abb. 5.1.1
Analysierstärke der elastischen Protonen- und Neutronenstreuung bei 10 MeV Laborenergie, verglichen mit entsprechenden Resonating-Group-Rechnungen

- • $^{6}Li(p,p_0)$ diese Arbeit
- ∆ $^{6}Li(n,n_0)$ aus (WAL85)
- ——— Rechnung für p (HER85)
- ----- Rechnung für n (HER85)

(aus BET85)

Beschreibung der Analysierstärke führte (Abb. 5.1.2).

In der Resonating-Group-Rechnung führt das Weglassen eines Kanals (z.B. $\frac{7^+}{2}$) ebenfalls zu deutlichen Änderungen der vorhergesagten Analysierstärke bei größeren Energien, wie in Abb. 5.1.3 zu sehen ist. Diese modifizierten Vorhersagen

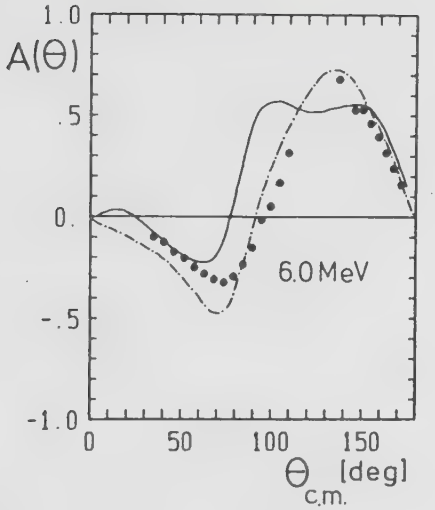

Abb. 5.1.2
Analysierstärke der Protonenstreuung bei 6 MeV Laborenergie, verglichen mit den Vorhersagen (HER85), durchgezogene Kurve, und (HOF85), strichpunktierte Kurve, die sich in der Form der Wellenfunktion unterscheiden (aus BET85)

(aus HOF83) sind mit entsprechenden experimentellen Daten verglichen. Die gemessenen Observablen können demnach unmittelbar bei der Auswahl von geeigneten Modellparametern helfen.

Bei der experimentellen Energie $E_{Lab.}$=5,9 MeV wurde auch die inelastische Protonenstreuung $^{6}Li(\vec{p},p')^{6}Li^{*}$ (E_x=2,185 MeV) ausgewertet, um einen Vergleich mit einer Vorhersage in (HOF83) bei $E_{C.M.}$=5,94 MeV zu ermöglichen. Auf Abb. 5.1.4 ist zu sehen, daß der Verlauf der Analysierstärke qualitativ

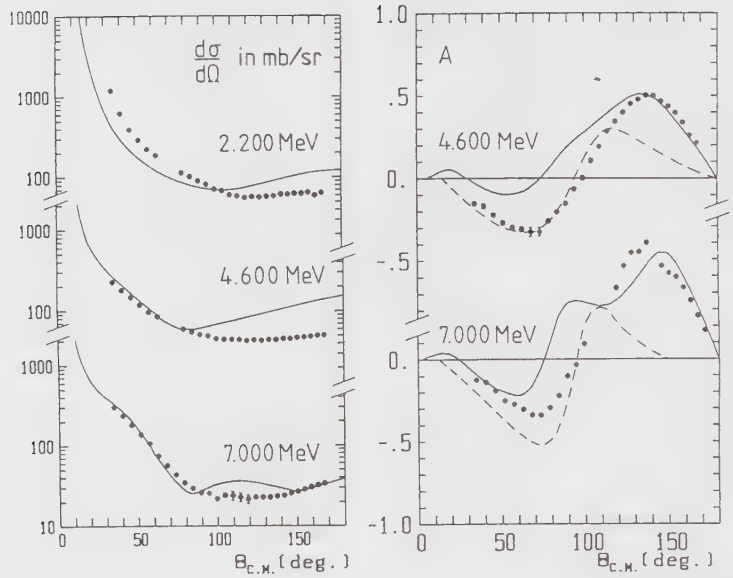

Abb. 5.1.3

Wirkungsquerschnitts- und Analysierstärkedaten der elastischen Protonenstreuung an ^{6}Li bei mehreren experimentellen Laborenergien, verglichen mit Vorhersagen von (HOF83, Fig. 11a und 11b) für vergleichbare Energien (2,26 MeV, 4,60 MeV und 6,93 MeV im Laborsystem). Die gestrichelten Kurven beziehen sich auf eine modifizierte Rechnung ohne $\frac{7}{2}^{+}$-Kanal.

richtig vorhergesagt wurde. Beim Wirkungsquerschnitt besteht eine Diskrepanz im Bereich der Rückwärtswinkel, aber volle Übereinstimmung mit entsprechenden experimentellen Neutronendaten aus (HOG79).

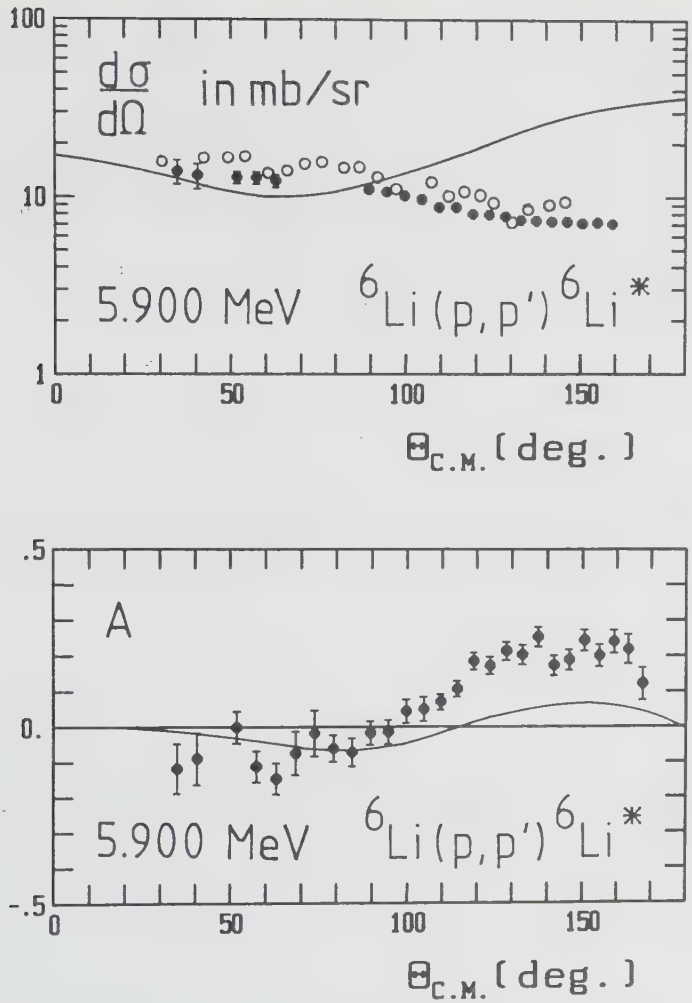

Abb. 5.1.4

Differentieller Wirkungsquerschnitt und Analysierstärke der inelastischen Protonenstreuung $^{6}Li(\vec{p},p')^{6}Li^{*}$ (E_x=2,183 MeV) bei $E_{Lab.}$=5,9 MeV, verglichen mit Vorhersagen aus (HOF83) für $E_{C.M.}$=5,94 MeV und mit entsprechenden Neutronendaten (HOG79, zitiert in HOF83)

5.2 Zusammenstellung der Ergebnisse und Ausblick

In Abschnitt 4.3 sind die Resonanzenergien E_R und die Resonanzbreiten Γ_p und Γ für die 4 Resonanzen der $^4P_{1/2^-}$, $^4P_{3/2^-}$, $^4P_{5/2^-}$ und der $^2P_{1/2}$-Phase bestimmt worden. Für einen Vergleich mit Ergebnissen einer R-Matrix-Rechnung werden noch die sogenannten reduzierten Breiten γ_λ der Compoundkern-Niveaus benötigt. Sie enthalten die Information über die Kernstruktur (LAN58):

$$\gamma_\lambda = \left(\frac{\hbar^2}{2Ma}\right)^{\frac{1}{2}} u_\lambda(a) \qquad \text{(Gl. 5.2.1)}$$

Dabei ist λ der Kanalindex, u_λ die interne Wellenfunktion und M die reduzierte Masse aus Projektil (Massenzahl A_1) und Target (Massenzahl A_2). a ist der Wechselwirkungsabstand, der sich aus

$$a = r_0 \left(A_1^{\frac{1}{3}} + A_2^{\frac{1}{3}}\right) \qquad \text{(Gl. 5.2.2)}$$

mit $r_0 = 1{,}4$ fm berechnet. Der Zusammenhang der reduzierten Breite $\gamma_{\lambda l}$ (l = Bahndrehimpuls) mit der partiellen Resonanzbreite $\Gamma_{\lambda l}$ ist

$$\Gamma_{\lambda l} = 2\,\gamma_{\lambda l}^2\,P_l \qquad \text{(Gl. 5.2.3)}$$

P_l bezeichnet die Panetrabilität durch die Coulomb- und Drehimpulsbarriere. Sie wurde für alle untersuchten Resonanzen aus einem Tabellenwerk (BLO51) ermittelt und damit die reduzierten Breiten aus den Partialbreiten Γ_p berechnet.

Die Werte für die in Abschnitt 4.3 bestimmten Resonanzparameter und die γ_λ^2 sind in Tab. 5.2.1 angegeben. Ein Vergleich mit entsprechenden Werten aus der R-Matrix-Theorie wird möglich sein, wenn die Ergebnisse dieser Rechnungen vorliegen, die zur Zeit noch in Arbeit sind (HAL86).

Phase	E_R (MeV)	Γ_p (MeV)	Γ (MeV)	$\gamma_{\lambda p}^2$ (MeV)
$^4P_{1/2}$	4,20	1,65	2,21	0,57
	±0,12	±0,25	±0,29	
$^4P_{3/2}$	6,76	1,81	4,95	0,47
	±1,27	±1,03	±3,23	
$^4P_{5/2}$	4,39	0,42	1,68	0,14
	±0,17	±0,14	±0,58	
$^2P_{1/2}$	3,68	0,47	1,93	0,18
	±0,31	±0,33	±0,96	

Tab. 5.2.1
Resonanzparameter und reduzierte Breiten, ermittelt in der Fitprozedur mit energieabhängigen Phasenparametern (s. Abschnitt 4.3). Alle Energien sind im C.M.-System angegeben. Die Fehler beziehen sich auf eine über alle experimentellen Energien gemittelte Verschlechterung der Beschreibung der Daten (Gl. 4.2.1) um 10%.

Die Breiten der untersuchten Resonanzstrukturen sind relativ groß. Dies ist verständlich, weil die große, mit zunehmender Energie steigende Anzahl offener Kanäle (s. Abb. 5.2.1) eine starke Verringerung der Lebensdauer der Zustände und damit eine Zunahme der energetischen Breiten

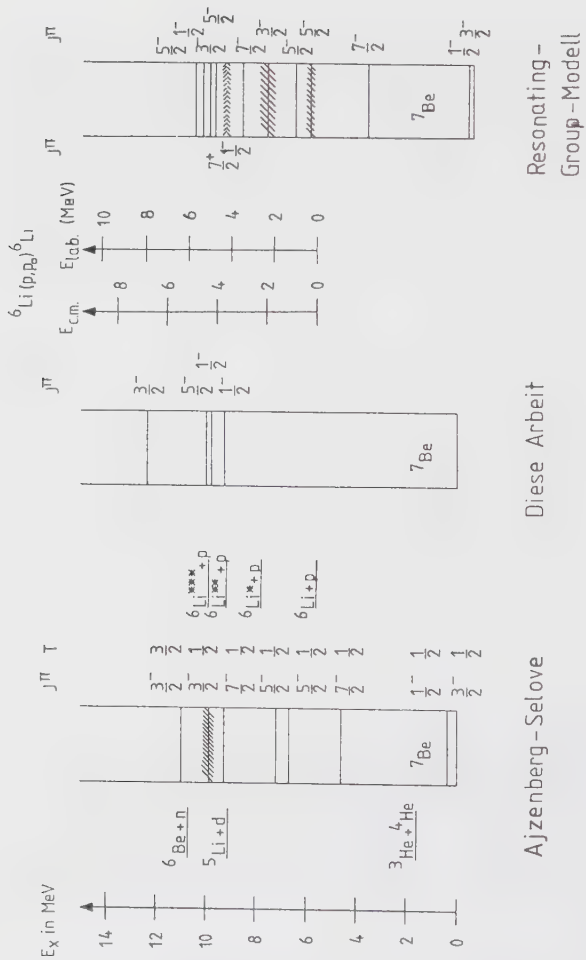

Abb. 5.2.1

Niveauschema für ^{7}Be mit den Ergebnissen der vorliegenden Analysen (Mitte) im Vergleich mit einem experimentellen (AJZ79) Niveauschema (links) und mit den Vorhersagen (HOF83) des verfeinerten Resonating-Group-Modells (rechts).

bewirkt. Die energetisch tiefliegende Resonanz bei $E_{C.M.}$ = 1,6 MeV ist vergleichsweise schmal (s. Abschnitt 4.2), weil bei dieser kleinen Energie nur wenige Kanäle offen sind.

Bei den breiten Resonanzstrukturen stellt die Annahme einer konstanten Penetrabilität in Gl. 5.2.3, für die der Wert bei der Resonanzenergie eingesetzt wurde, eine Näherung dar. Außerdem wurde eine energieabhängige Verschiebung der Resonanzenergie (LAN58) vernachlässigt. Die Hinzunahme von zusätzlichen freien Parametern ist jedoch im Rahmen der ohnehin durch Vieldeutigkeiten erschwerten Analyse nicht möglich. Die Fehler der Resonanzparameter (s. Tab. 5.2.1) sind andererseits wegen dieser Vieldeutigkeiten relativ groß, so daß sich gewisse Verzerrungen der Resonanzformen nicht stark auswirken sollten.

Die in dieser Arbeit ermittelten Zustände in ^{7}Be sind in Abb. 5.2.1 in einem Niveauschema dargestellt, das den entsprechenden experimentellen (AJZ79) und theoretischen (HOF83) Schemata aus Abb. 1.1 gegenübergestellt ist. Ein Vergleich mit den Vorhersagen von Hofmann et al. (HOF83) zeigt, daß die beiden $\frac{1}{2}^{-}$-Niveaus und das $\frac{5}{2}^{-}$-Niveau ungefähr übereinstimmen, während das $\frac{3}{2}^{-}$-Niveau gegenüber der Vorhersage zu höherer Energie verschoben ist.

Einige vorhergesagte Niveaus wurden in den vorliegenden Analysen nicht bestätigt. Die $^{4}D_{7/2}$-Phase zeigt kein resonantes Verhalten; die $\frac{7}{2}^{+}$-Resonanz wird andererseits von den neuen, unveröffentlichten Resonating-Group-Rechnungen (HER85, HOF85) nicht mehr vorhergesagt. Der $\frac{7}{2}^{-}$-Zustand erfordert im $p+^{6}$Li -System L=3 und kann deshalb bei $E_{C.M.}$=3 MeV wegen der geringen Penetrabilität durch die Drehimpulsbarriere schwer angeregt werden.

Ebenfalls stark unterdrückt ist in der elastischen Proton-

Streuung die $\frac{3}{2}^-$-Resonanz bei E_x=11 MeV mit Isospin T=$\frac{3}{2}$, weil sowohl Bildung als auch Zerfall dieses Compound-Zustandes Isospin-verboten sind, wegen T=0 für den Grundzustand von ^{6}Li. Da dieser $\frac{3}{2}^-$-Zustand nur über Isospinmischung erreicht werden kann, sind die erwarteten Resonanzbreiten sehr klein. Auch in den Rechnungen im Resonating-Group-Modell tritt dieser Zustand nicht in Erscheinung, weil diese Rechnungen a priori auf T=$\frac{1}{2}$ beschränkt worden sind (HOF83).

Bei E_x=9,9 MeV in ^{7}Be wird ein breites experimentelles $\frac{3}{2}^-$-Niveau angegeben (AJZ79). Dazu gibt es in der vorliegenden Analyse keine entsprechende $\frac{3}{2}^-$-Resonanz. Die breite Resonanzstruktur bei dieser Energie, die in den Anregungsfunktionen des differentiellen und totalen Wirkungsquerschnitts (Abschnitt 2.2) und auch in den Parametern des Optischen Modells (Abschnitt 3.3) zu sehen ist, wird vielmehr durch Überlagerung von mehreren breiten Resonanzen ($^2P_{1/2}$, $^4P_{1/2}$ und $^4P_{5/2}$) beschrieben, wie sie auch in den theoretischen Rechnungen vorhergesagt wurden. Dabei ist in der vorliegenden Analyse aber kein $\frac{3}{2}^-$-Zustand beteiligt. Das von (HOF83) vorhergesagte $\frac{3}{2}^-$-Niveau bei E_x=10 MeV beruht auf Resonanzen der $^2P_{3/2}$-Phase bei der elastischen Proton-Streuung und der $^6P_{3/2}$-Phase bei der inelastischen Proton-Streuung zum ^{6}Li*. Ein resonantes Verhalten der $^2P_{3/2}$-Phase konnte in den vorliegenden Analysen jedoch nicht bestätigt werden, weil der Umlaufsinn im Argand-Diagramm falsch orientiert ist (s. Abschnitt 4.2).

Die bisherige experimentelle $\frac{3}{2}^-$-Zuweisung des Niveaus bei E_x=9,9 MeV beruht auf der Kombination der Ergebnisse aus den Legendre-Polynom-Analysen des unpolarisierten Wirkungsquerschnitts der inelastischen Proton-Streuung an ^{6}Li zum ^{6}Li* (E_x=2,19 MeV), mit den möglichen Ergebnissen $J^\pi=\frac{3}{2}^-$ oder $\frac{5}{2}^-$ (HAR67a), und zum ^{6}Li** (E_x=3,56 MeV), mit den möglichen Ergebnissen $J^\pi=\frac{1}{2}^-$ oder $\frac{3}{2}^-$ (HAR67b).

Wenn man jedoch von der Überlagerung mehrerer breiter Resonanzen, anstelle einer einzelnen Resonanz, ausgehen muß, dann erscheint die Signifikanz der unpolarisierten Wirkungsquerschnittsdaten fraglich. Dies wurde bereits im Zusammenhang mit den Phasenanalysen diskutiert.

Die vergleichsweise schmale Resonanz bei E_x=7,21 MeV Anregungsenergie in ^{7}Be (1,6 MeV C.M.-Energie) ist in unseren Daten (Anregungsfunktionen des Wirkungsquerschnitts, s. Abb. 2.2.1 und 2.2.2) und Analysen (s. Abschnitt 3.3) deutlich erkennbar und ihre energetische Lage ist in Übereinstimmung mit (AJZ79). Da in diesem Energiebereich nur mit unpolarisierten Protonen gemessen werden konnte, war eine J^π-Zuweisung jedoch nicht möglich (s. Abschnitt 4.2).

Um auch diese Resonanz vollständig beschreiben zu können, sind im Anschluß an die vorliegenden Daten Messungen der Analysierstärke der $\vec{p}+^6$Li -Streuung unterhalb von 2,8 MeV Laborenergie, bis zu möglichst kleinen Energien hinab, erforderlich. Mit diesen Daten wäre außerdem ein Start der Phasenanalyse bei sehr kleinen Energien, gleichsam von Null an, möglich. Damit könnte auch der energetische Verlauf der nicht-resonanten Phasen besser parametrisiert werden. Diese zusätzlichen Messungen sind bereits geplant.

Anhang

Tabelle aller experimenteller Daten für die elastische Streuung polarisierter und unpolarisierter (für Laborenergien unter 2,8 MeV) Protonen an ^{6}Li

E	Laborenergie in MeV
θ	Streuwinkel im C.M.-System in Grad
σ	differentieller Wirkungsquerschnitt in mb/sr
$\Delta\sigma$	Fehler des Wirkungsquerschnitts (absolut)
A	Analysierstärke
ΔA	Fehler der Analysierstärke (absolut)

Die Werte des differentiellen Wirkungsquerschnitts sind im C.M.-System angegeben.

E = 1.600

θ	σ	$\Delta\sigma$
46.179	557.7062	4.9595
51.800	313.7867	3.5251
57.370	244.7596	3.2237
62.884	183.9826	3.0453
89.492	105.7903	1.3891
94.603	100.4005	1.4011
99.640	95.4283	1.3618
104.603	92.0026	1.3858
109.492	91.2700	.8118
114.308	92.6507	.8330
119.053	91.8356	.8346
123.729	95.3160	.8736
128.338	98.3497	.9054
132.884	98.7038	.9215
137.370	104.1738	.9747
141.800	103.3912	.9808
146.179	106.8989	.9595
150.512	107.3870	.9715
154.803	110.8821	1.0189
159.058	112.7907	1.0400
163.283	110.7809	1.0282

E = 1.800

θ	σ	$\Delta\sigma$
46.179	613.7445	5.3396
51.800	429.7126	4.1972
57.370	330.9783	3.6788
62.884	253.0184	3.3510
79.053	176.6656	1.7384
84.308	148.5991	1.5923
89.492	130.1365	1.5257
94.603	121.3520	1.5131
99.640	113.4429	1.4627
104.603	112.4028	1.4958
109.492	107.9622	.9327
114.308	109.2002	.9531
119.053	110.5738	.9720
123.729	116.6894	1.0315
128.338	117.1026	1.0457
132.884	122.3309	1.0989
137.370	127.6108	1.1536
141.800	132.9677	1.2075
146.179	136.7491	1.1924
150.512	141.0691	1.2354
154.803	142.3015	1.2669
159.058	148.3410	1.3220
163.283	137.0536	1.2364
167.484	138.6824	1.2546

E = 2.000

Θ	σ	Δσ
34.803	1435.1887	11.1569
40.512	839.4022	6.8510
46.179	512.9613	4.0581
51.800	364.2114	3.0020
57.370	278.3259	2.4246
62.884	224.1676	2.0911
79.053	142.1506	1.2022
84.308	132.0039	1.1444
89.492	110.0961	1.0031
94.603	103.8925	.9774
99.640	86.6360	.8571
104.603	83.8010	.8564
109.492	81.1410	.6606
114.308	80.8044	.6644
119.053	80.8455	.6699
123.729	81.8116	.6851
128.338	81.1762	.6861
132.884	85.6281	.7292
137.370	86.2744	.7418
141.800	89.4713	.7748
146.179	91.4703	.7725
150.512	94.5703	.8030
154.803	92.9014	.7999
159.058	96.1515	.8308
163.283	95.6981	.8297
167.484	96.7073	.8413

E = 2.200

Θ	σ	Δσ
34.803	1193.9754	9.3621
40.512	622.3147	5.2952
46.179	391.7927	3.1671
51.800	290.1288	2.4698
57.370	222.4829	2.0354
62.884	184.7703	1.8264
79.053	112.7789	.9856
84.308	101.3530	.9188
89.492	89.7308	.8553
94.603	81.4860	.8156
99.640	70.8635	.7470
104.603	67.9397	.7439
109.492	60.5932	.5032
114.308	58.8776	.4953
119.053	55.9073	.4770
123.729	57.5303	.4953
128.338	56.7977	.4948
132.884	57.7567	.5079
137.370	58.7118	.5216
141.800	61.7686	.5508
146.179	61.5617	.5316
150.512	63.1353	.5478
154.803	62.9199	.5552
159.058	64.9596	.5744
163.283	59.9578	.5363
167.484	64.3924	.5742

E = 2.400

Θ	σ	Δσ
34.803	902.8502	7.2221
40.512	510.4181	4.5262
46.179	325.1338	2.6860
51.800	238.8837	2.1143
57.370	189.8289	1.8157
62.884	155.1052	1.6386
79.053	98.7219	.8841
84.308	85.3810	.8061
89.492	78.8208	.7783
94.603	70.9322	.7435
99.640	59.5064	.6713
104.603	57.2599	.6761
109.492	50.9477	.4306
114.308	49.7120	.4266
119.053	46.7078	.4075
123.729	47.0636	.4163
128.338	44.1828	.3987
132.884	46.3666	.4210
137.370	45.4975	.4195
141.800	46.7271	.4340
146.179	45.8683	.4083
150.512	47.5549	.4250
154.803	46.2257	.4228
159.058	48.4227	.4428
163.283	46.4512	.4287
167.484	47.7750	.4414

E = 2.600

Θ	σ	Δσ
34.803	694.8452	5.7351
40.512	395.7580	3.7788
46.179	265.0332	2.2666
51.800	195.8605	1.8282
57.370	164.6482	1.6580
62.884	135.0807	1.5186
79.053	88.5806	.8139
84.308	81.0473	.7761
89.492	71.2586	.7282
94.603	62.7444	.6896
99.640	55.6050	.6466
104.603	50.5406	.6326
109.492	47.7641	.4069
114.308	45.3218	.3937
119.053	43.0802	.3806
123.729	41.2074	.3724
128.338	40.4758	.3712
132.884	39.1500	.3668
137.370	38.8084	.3696
141.800	39.0435	.3758
146.179	37.8644	.3474
150.512	39.9030	.3658
154.803	38.9346	.3669
159.058	40.0560	.3776
163.283	38.4354	.3670
167.484	39.2947	.3753

E = 2.800

θ	σ	Δσ
34.803	566.5388	6.9475
40.512	338.1466	6.1169
46.179	230.3000	3.0484
51.800	177.5701	2.8820
57.370	144.0137	2.7925
62.884	125.3894	2.8282
79.053	84.1080	1.2082
84.308	77.3947	1.2123
89.492	67.6702	1.2061
94.603	62.2969	1.2292
99.640	52.1303	1.1685
104.603	50.1681	1.2062
109.492	46.9942	.5199
114.308	45.5177	.5241
119.053	42.4823	.5120
123.729	41.6745	.5236
128.338	39.1650	.5178
132.884	37.9322	.5268
137.370	37.7360	.5368
141.800	38.8878	.5553
146.179	36.0893	.4711
150.512	37.8470	.4894
154.803	35.1579	.4986
159.058	36.5285	.5125
163.283	35.7077	.5096
167.484	36.1998	.5185

θ	A	ΔA
34.803	−.0082	.0139
40.512	−.0344	.0182
46.179	−.0959	.0146
51.800	−.0868	.0168
57.370	−.1056	.0187
62.884	−.1152	.0204
68.338	−.1065	.0357
73.729	−.1416	.0389
79.053	−.1105	.0157
84.308	−.0594	.0165
89.492	−.0813	.0180
94.603	−.0651	.0193
99.640	−.0508	.0220
104.603	.0081	.0228
109.492	.0168	.0136
114.308	.0662	.0141
119.053	.1461	.0149
123.729	.1315	.0154
128.338	.1556	.0156
132.884	.1790	.0165
137.370	1828	.0167
141.800	1364	.0166
146.179	.1827	.0157
150.512	.1545	.0154
154.803	.1588	.0164
159.058	.1506	.0163
163.283	.1105	.0164
167.484	.1030	.0163

E = 3.000

θ	σ	Δσ
34.803	495.9333	6.0323
40.512	279.6806	5.2731
46.179	193.5973	2.6097
51.800	154.9062	2.5081
57.370	129.0350	2.4271
62.884	113.7842	2.4733
79.053	78.5471	1.0703
84.308	71.2777	1.0711
89.492	65.7183	1.0706
94.603	58.3491	1.0842
99.640	53.0923	1.0374
104.603	51.2923	1.0752
109.492	46.5840	.4843
114.308	44.2653	.4827
119.053	42.8510	.4770
123.729	41.0090	.4815
128.338	39.2314	.4761
132.884	37.1423	.4796
137.370	37.0221	.4864
141.800	36.0831	.4946
146.179	34.3435	.4242
150.512	34.0961	.4322
154.803	33.0220	.4445
159.058	31.2875	.4435
163.283	31.3919	.4431
167.484	31.3966	.4507

θ	A	ΔA
34.803	−.0233	.0137
40.512	−.0388	.0185
46.179	−.1068	.0148
51.800	−.1445	.0168
57.370	−.1717	.0186
62.884	−.2211	.0203
68.338	−.2551	.0359
73.729	−.1756	.0390
79.053	−.1544	.0151
84.308	−.1295	.0160
89.492	−.1257	.0170
94.603	−.0856	.0184
99.640	− 0434	.0195
104.603	−.0307	.0201
109.492	.0031	.0121
114.308	.0610	.0125
119.053	.0706	.0129
123.729	.1480	.0137
128.338	.1648	.0142
132.884	.1852	.0149
137.370	.1850	.0152
141.800	.2145	.0153
146.179	.2400	.0145
150.512	.2228	.0144
154.803	.2067	.0155
159.058	.1606	.0157
163.283	.1524	.0158
167.484	.1183	.0161

E = 3.100

Θ	σ	Δσ
34.803	406.1882	4.1423
40.512	261.5461	3.7534
46.179	186.9031	1.9056
51.800	147.3778	1.8447
57.370	121.6173	1.6071
62.884	108.2717	1.7439
79.053	77.2465	.7977
84.308	72.9295	.8364
89.492	65.3395	.7622
94.603	60.6154	.8139
99.640	52.4613	.7052
104.603	51.0984	.7813
109.492	47.2824	.4175
114.308	46.4091	.4295
119.053	42.1261	.3904
123.729	42.8812	.4170
128.338	38.5142	.3769
132.884	38.3731	.3994
137.370	36.2589	.3742
141.800	35.7919	.3959
146.179	33.1402	.3307
150.512	32.8667	.3478
154.803	31.6932	.3355
159.058	32.1966	.3592
163.283	31.5318	.3387
167.484	31.3153	.3580

Θ	A	ΔA
34.803	-.0388	.0117
40.512	-.0667	.0156
46.179	-.1215	.0115
51.800	-.1843	.0141
57.370	-.1923	.0146
62.884	-.1926	.0168
68.338	-.2229	.0272
73.729	-.1767	.0307
79.053	-.2070	.0118
84.308	-.1431	.0130
89.492	-.1409	.0131
94.603	-.0939	.0148
99.640	-.0788	.0148
104.603	-.0228	.0165
109.492	.0181	.0092
114.308	.0587	.0100
119.053	.0849	.0100
123.729	.1254	.0109
128.338	.2042	.0111
132.884	.2030	.0120
137.370	.2339	.0117
141.800	.2812	.0129
146.179	.2869	.0114
150.512	.2641	.0125
154.803	.2503	.0121
159.058	.2040	.0130
163.283	.1632	.0121
167.484	.1321	.0130

E = 3.200

Θ	σ	Δσ
34.803	422.7267	3.8040
40.512	244.2996	2.7779
46.179	176.3133	1.6368
51.800	145.3943	1.4637
57.370	120.8887	1.3440
62.884	105.8037	1.2930
79.053	78.5033	.7278
84.308	70.9613	.6890
89.492	65.4776	.6688
94.603	59.0634	.6422
99.640	54.8820	.6151
104.603	52.3860	.6147
109.492	49.5666	.4157
114.308	48.4615	.4120
119 053	45.6033	.3939
123.729	43.3890	.3826
128.338	41.4340	.3719
132.884	38.8468	.3575
137.370	36.9756	.3485
141.800	35.3671	.3407
146.179	33.7670	.3109
150.512	33.4124	.3110
154.803	33 3905	.3186
159 058	32.4958	.3138
163.283	32.6623	.3165
167.484	31.7804	.3115

Θ	A	ΔA
34.803	-.0494	.0098
40.512	-.1152	.0130
46.179	-.1582	.0104
51.800	-.2167	.0116
57.370	-.2365	.0128
62.884	-.2764	.0138
68.338	-.2403	.0233
73.729	-.2460	.0248
79.053	-.2220	.0105
84.308	-.1659	.0111
89.492	-.1730	.0113
94.603	-.0930	.0120
99.640	-.0796	.0123
104.603	-.0188	.0128
109.492	.0132	.0074
114.308	.0533	.0077
119.053	.1067	.0081
123.729	.1330	.0086
128.338	.1775	.0090
132.884	.2525	.0098
137.370	.2788	.0102
141.800	.3059	.0107
146.179	.3334	.0102
150.512	.2954	.0101
154.803	.2761	.0103
159.058	.2436	.0104
163.283	.1896	.0101
167.484	.1399	.0103

E = 3.300

Θ	σ	Δσ
34.803	377.6761	3.7214
40.512	229.7768	2.8642
46.179	176.4952	1.7291
51.800	140.5430	1.4990
57.370	119.8542	1.4540
62.884	104.4835	1.3633
79.053	77.9504	.7580
84.308	66.0780	.6803
89.492	66.8250	.7185
94.603	58.1578	.6643
99.640	56.4336	.6700
104.603	52.6373	.6458
109.492	51.5864	.4384
114.308	47.6993	.4113
119.053	46.0013	.4059
123.729	43.5550	.3898
128.338	41.3379	.3821
132.884	37.9651	.3583
137.370	37.2992	.3640
141.800	35.4416	.3498
146.179	35.7864	.3360
150.512	34.2522	.3237
154.803	33.8828	.3344
159.058	32.3777	.3207
163.283	33.6037	.3362
167.484	32.2254	.3228

Θ	A	ΔA
34.803	-.0672	.0113
40.512	-.1221	.0140
46.179	-.1722	.0112
51.800	-.2100	.0123
57.370	-.2659	.0139
62.884	-.2762	.0147
68.338	-.2814	.0251
73.729	-.2541	.0265
79.053	-.2371	.0114
84.308	-.1825	.0118
89.492	-.1557	.0123
94.603	-.0611	.0125
99.640	-.0657	.0130
104.603	-.0351	.0132
109.492	.0055	.0079
114.308	.0614	.0080
119.053	.1018	.0087
123.729	.1590	.0090
128.338	.2262	.0099
132.884	.2865	.0104
137.370	.3413	.0113
141.800	.3317	.0113
146.179	.3361	.0108
150.512	.3072	.0104
154.803	.2671	.0109
159.058	.2482	.0108
163.283	.2023	.0111
167.484	.1372	.0106

E = 3.400

Θ	σ	Δσ
34.803	362.4275	3.5729
40.512	226.4005	2.8058
46.179	171.8131	1.6747
51.800	138.0708	1.4681
57.370	118.8063	1.4158
62.884	106.0569	1.3511
79.053	78.7294	.7534
84.308	70.4669	.7024
89.492	67.3046	.7100
94.603	61.9023	.6805
99.640	57.4393	.6629
104.603	53.4159	.6429
109.492	51.8140	.4379
114.308	48.9435	.4193
119.053	46.7697	.4089
123.729	43.4871	.3877
128.338	40.8150	.3750
132.884	38.2976	.3588
137.370	38.3650	.3678
141.800	36.8736	.3580
146.179	37.3182	.3444
150.512	35.6995	.3327
154.803	35.8190	.3449
159.058	34.7541	.3361
163.283	35.2799	.3447
167.484	34.7238	.3391

Θ	A	ΔA
34.803	-.0613	.0112
40.512	-.1241	.0140
46.179	-.1763	.0111
51.800	-.2226	.0123
57.370	-.2661	.0137
62.884	-.2606	.0143
68.338	-.2443	.0238
73.729	-.2746	.0259
79.053	-.2174	.0110
84.308	-.1949	.0113
89.492	-.1507	.0119
94.603	-.0971	.0121
99.640	-.0839	.0126
104.603	-.0453	.0130
109.492	.0166	.0076
114.308	.0681	.0079
119.053	.1216	.0084
123.729	.1901	.0090
128.338	.2708	.0099
132.884	.3232	.0104
137.370	.3512	.0110
141.800	.3583	.0111
146.179	.3578	.0104
150.512	.3317	.0103
154.803	.3016	.0107
159.058	.2607	.0104
163.283	.2142	.0104
167.484	.1601	.0100

E = 3.500

θ	σ	Δσ
40.512	217.8622	2.7365
46.179	165.3519	1.5931
51.800	130.9541	1.4167
57.370	113.5651	1.3352
62.884	100.7363	1.3108
79.053	76.3178	.7220
84.308	68.5851	.6861
89.492	63.0153	.6638
94.603	59.6300	.6613
99.640	55.0691	.6285
104.603	52.2205	.6305
109.492	50.0972	.4217
114.308	49.7163	.4242
119.053	46.0597	.3997
123.729	42.9338	.3826
128.338	40.4678	.3676
132.884	39.2388	.3645
137.370	38.4430	.3628
141.800	37.6829	.3625
146.179	36.6559	.3352
150.512	36.2015	.3354
154.803	35.5635	.3379
159.058	35.1229	.3376
163.283	35.7034	.3426
167.484	35.6659	.3449

θ	A	ΔA
34.803	−.1021	.0082
40.512	−.1409	.0142
46.179	−.2036	.0111
51.800	−.2518	.0126
57.370	−.2787	.0136
62.884	−.2781	.0147
68.338	−.2658	.0231
73.729	−.2600	.0256
79.053	−.2358	.0108
84.308	−.1901	.0113
89.492	−.1556	.0119
94.603	−.0999	.0123
99.640	−.0975	.0126
104.603	−.0493	.0131
109.492	.0177	.0076
114.308	.0750	.0079
119.053	.1386	.0084
123.729	.2304	.0094
128.338	.3138	.0101
132.884	.3376	.0106
137.370	.3683	.0110
141.800	.3722	.0112
146.179	.3600	.0104
150.512	.3523	.0105
154.803	.3396	.0107
159.058	.2939	.0107
163.283	.2274	.0102
167.484	.1735	.0101

E = 3.600

θ	σ	Δσ
34.803	294.5918	3.0893
40.512	198.1002	2.6791
46.179	156.6135	1.5425
51.800	132.0591	1.4360
57.370	113.2207	1.3360
62.884	99.0826	1.3183
79.053	75.5930	.7179
84.308	70.9773	.7063
89.492	63.1570	.6656
94.603	60.4775	.6721
99.640	55.1154	.6298
104.603	53.2707	.6428
109.492	50.9522	.4283
114.308	49.5624	.4240
119.053	45.4873	.3956
123.729	43.5202	.3881
128.338	42.0655	.3797
132.884	40.7127	.3768
137.370	39.9502	.3742
141.800	39.2189	.3754
146.179	38.3653	.3483
150.512	38.2330	.3519
154.803	37.2076	.3505
159.058	37.1370	.3541
163.283	37.1118	.3535
167.484	36.0012	.3489

θ	A	ΔA
34.803	−.1093	.0121
40.512	−.1680	.0149
46.179	−.2387	.0114
51.800	−.2536	.0126
57.370	−.2916	.0136
62.884	−.3303	.0150
68.338	−.3150	.0231
73.729	−.2699	.0259
79.053	−.2444	.0107
84.308	−.1964	.0112
89.492	−.1706	.0117
94.603	−.0915	.0122
99.640	−.0954	.0125
104.603	−.0420	.0130
109.492	.0266	.0074
114.308	.1247	.0080
119.053	.2038	.0086
123.729	.2911	.0096
128.338	.3321	.0099
132.884	.3515	.0104
137.370	.3779	.0107
141.800	.3764	.0110
146.179	.3941	.0103
150.512	.3718	.0103
154.803	.3319	.0104
159.058	.2932	.0103
163.283	.2494	.0100
167.484	.1639	.0100

E = 3.700

Θ	σ	Δσ
34.803	277.1516	3.0310
40.512	196.1598	2.5292
46.179	152.5368	1.5335
51.800	130.1322	1.3703
57.370	110.7648	1.3415
62.884	96.7612	1.2413
79.053	74.4843	.7158
84.308	69.2758	.6763
89.492	64.6346	.6814
94.603	59.7713	.6450
99.640	56.5766	.6460
104.603	56.6900	.6411
109.492	52.5381	.4413
114.308	50.4787	.4269
119.053	46.9583	.4080
123.729	45.2800	.3965
128.338	43.1189	.3892
132.884	42.4860	.3844
137.370	41.3377	.3865
141.800	41.1438	.3835
146.179	40.4360	.3654
150.512	39.9316	.3602
154.803	38.9194	.3652
159.058	39.5524	.3670
163 283	39.2565	.3715
167.484	39.2841	.3681

Θ	A	Δ A
34.803	−.1166	.0126
40.512	−.1832	.0143
46.179	−.2361	.0117
51.800	−.2782	.0122
57.370	−.2893	.0139
62.884	−.3284	.0144
68.338	−.2920	.0239
73.729	−.3133	.0258
79.053	−.2755	.0111
84.308	−.2145	.0109
89.492	−.1762	.0117
94.603	−.1036	.0118
99.640	−.0696	.0125
104.603	−.0314	.0120
109.492	.0563	.0075
114.308	.1530	.0077
119.053	.2276	.0087
123.729	.2859	.0090
128.338	.3460	.0101
132.884	3820	.0101
137.370	.3966	.0108
141.800	.4096	.0106
146.179	.3979	.0103
150.512	.3717	.0098
154.803	.3427	.0104
159.058	.2936	.0096
163.283	.2477	.0098
167.484	.1889	.0092

E = 3.800

Θ	σ	Δσ
34.803	260 2248	2.9619
40.512	190.8834	2.6664
46.179	146.8147	1.5083
51.800	125.5105	1.4077
57.370	105.2716	1.3233
62.884	95.4463	1.3095
79.053	71.2954	.6978
84.308	68.1430	.6904
89.492	61.6222	.6657
94.603	59.9506	.6718
99.640	54.6816	.6377
104.603	56.1855	.6644
109.492	51.1272	.4314
114.308	49.2648	.4224
119.053	44.6558	.3916
123.729	44.7667	.3981
128.338	41.5466	.3783
132.884	42.6404	.3919
137.370	40.6659	.3824
141.800	41.3198	.3919
146.179	39.8773	.3619
154.803	38.8306	.3653
163.283	38.8890	.3696

Θ	A	Δ A
34.803	−.1256	.0131
40.512	−.1937	.0155
46.179	−.2362	.0120
51.800	−.2890	.0132
57.370	−.3165	.0144
62.884	−.2974	.0153
68.338	−.3227	.0242
73.729	−.2784	.0247
79.053	−.2763	.0114
84.308	−.2105	.0116
89.492	−.1523	.0120
94.603	−.0988	.0124
99.640	−.1137	.0132
104.603	−.0281	.0128
109.492	.0635	.0079
114.308	.1434	.0083
119.053	.2371	.0094
123.729	.2985	.0096
128.338	.3628	.0107
132.884	.3709	.0106
137.370	.3866	.0111
141 800	.3968	.0111
146.179	.4076	.0107
154.803	.3481	.0108
163 283	.2341	.0102

E = 3.900

θ	σ	Δσ
34.803	252.7231	3.0588
40.512	183.3750	2.6098
46.179	147.5162	1.5669
51.800	126.0416	1.4007
57.370	107.3778	1.3986
62.884	91.7132	1.2806
79.053	70.7585	.7139
84.308	65.3666	.6692
89.492	61.5176	.6881
94.603	57.2042	.6508
99.640	55.5217	.6673
104.603	53.3322	.6425
109.492	48.9429	.4194
114.308	47.1108	.4056
119.053	45.9853	.4063
123.729	45.3643	.4017
128.338	43.9664	.4020
132.884	42.4286	.3893
137.370	42.9170	.4056
141.800	42.1116	.3968
146.179	41.3790	.3781
150.512	42.1448	.3816
154.803	41.8598	.3940
159.058	41.1637	.3845
163.283	41.3009	.3939
167.484	41.2932	.3890

θ	A	ΔA
34.803	−.1257	.0139
40.512	−.2242	.0157
46.179	−.2664	.0126
51.800	−.2896	.0131
57.370	−.2973	.0148
62.884	−.3717	.0157
68.338	−.3217	.0250
73.729	−.3195	.0260
79.053	−.2648	.0119
84.308	−.2349	.0117
89.492	−.1692	.0126
94.603	−.1327	.0125
99.640	−.0594	.0134
104.603	.0069	.0132
109.492	.1212	.0086
114.308	.2003	.0087
119.053	.2490	.0097
123.729	.3118	.0098
128.338	.3603	.0108
132.884	.4023	.0109
137.370	.4293	.0116
141.800	.4350	.0114
146.179	.4150	.0110
150.512	.3825	.0102
154.803	.3580	.0109
159.058	.3063	.0103
163.283	.2567	.0104
167.484	.1926	.0097

E = 4.000

θ	σ	Δσ
34.803	247.1390	2.9609
40.512	183.7148	2.8522
46.179	146.8821	1.5347
51.800	125.0543	1.4910
57.370	104.4211	1.3503
62.884	93.2933	1.3997
79.053	69.6200	.6964
84.308	65.4800	.7038
89.492	60.9491	.6725
94.603	57.0072	.6894
99.640	53.8058	.6443
104.603	51.3339	.6722
109.492	48.8086	.4162
114.308	47.7633	.4179
119.053	46.7886	.4097
123.729	45.5629	.4117
128.338	44.8324	.4055
132.884	44.3628	.4133
137.370	43.9899	.4103
141.800	43.9808	.4214
146.179	43.4402	.3912
150.512	43.7120	.4012
154.803	43.3108	.4021
159.058	43.4709	.4112
163.283	43.1798	.4052
167.484	43.6002	.4160

θ	A	ΔA
34.803	−.1272	.0137
40.512	−.1849	.0166
46.179	−.2301	.0122
51.800	−.2919	.0140
57.370	−.3426	.0149
62.884	−.3443	.0165
68.338	−.3335	.0231
73.729	−.3011	.0274
79.053	−.2648	.0117
84.308	−.2209	.0125
89.492	−.1679	.0124
94.603	−.1055	.0133
99.640	−.0512	.0133
104.603	.0361	.0144
109.492	.1537	.0085
114.308	.1997	.0091
119.053	.2594	.0093
123.729	.3312	.0104
128.338	.3889	.0106
132.884	.4051	.0112
137.370	.4405	.0113
141.800	.4328	.0117
146.179	.4353	.0107
150.512	.3944	.0107
154.803	.3671	.0106
159.058	.3227	.0106
163.283	.2569	.0099
167.484	.1868	.0099

E = 4.100

Θ	σ	Δσ
34.803	239.4736	2.6677
40.512	181.7578	2.3861
46.179	146.4945	1.4316
51.800	121.6347	1.2922
57.370	104.8370	1.2303
62.884	93.7146	1.1903
79.053	68.3486	.6518
84.308	64.8193	.6364
89.492	60.1945	.6250
94.603	56.4437	.6113
99.640	54.9493	.6060
104.603	51.1130	.5921
109.492	48.9829	.4098
114.308	47.7990	.4046
119.053	46.7954	.4011
123.729	45.4886	.3956
128.338	44.8331	.3955
132.884	44.2309	.3949
137.370	44.6826	.4043
141.800	43.9868	.4022
146.179	44.2487	.3892
150.512	43.9599	.3892
154.803	44.3816	.4007
159.058	44.4475	.4026
163.283	45.3504	.4122
167.484	44.8972	.4095

E = 4.200

Θ	σ	Δσ
34.803	237.6856	2.8898
40.512	183.5153	2.8369
46.179	149.3870	1.5387
51.800	126.4783	1.4923
57.370	105.2092	1.3419
62.884	93.4166	1.3935
79.053	68.5974	.6862
84.308	64.9560	.6985
89.492	59.9449	.6620
94.603	58.0227	.6929
99.640	53.0559	.6355
104.603	50.9988	.6681
109.492	49.3678	.4196
114.308	49.1891	.4280
119.053	46.5390	.4070
123.729	47.8488	.4281
128.338	45.5942	.4102
132.884	46.6232	.4295
137.370	45.6643	.4218
141.800	47.3406	.4459
146.179	46.0081	.4101
150.512	47.2438	.4278
154.803	45.9084	.4212
159.058	47.1567	.4389
163 283	46.3472	.4288
167.484	47.5514	.4458

Θ	A	ΔA
34.803	-.1428	.0127
40.512	-.2149	.0145
46.179	-.2460	.0112
51.800	-.2956	.0123
57.370	-.3199	.0135
62.884	-.3545	.0143
68.338	-.3452	.0210
73.729	-.2960	.0225
79.053	-.2726	.0108
84.308	-.2286	.0110
89.492	-.1666	.0113
94.603	-.1011	.0116
99.640	-.0346	.0119
104.603	.0579	.0124
109.492	.1375	.0075
114.308	.2095	.0080
119.053	.2861	.0087
123.729	.3463	.0093
128.338	.3850	.0098
132.884	.4234	.0101
137.370	.4489	.0105
141.800	.4567	.0106
146.179	.4290	.0099
150.512	.4059	.0097
154.803	.3660	.0096
159.058	.3290	.0093
163.283	.2695	.0089
167.484	.2041	.0086

Θ	A	ΔA
34.803	-.1607	.0139
40.512	-.2204	.0165
46.179	-.2604	.0122
51.800	-.2890	.0138
57.370	-.3227	.0147
62.884	-.3646	.0165
68.338	-.3164	.0233
73.729	-.2832	.0265
79.053	-.2900	.0118
84.308	-.2235	.0124
89.492	-.1502	.0123
94.603	-.0465	.0130
99.640	-.0526	.0132
104.603	.0642	.0145
109.492	.1467	.0082
114.308	.2228	.0091
119.053	.2915	.0095
123.729	.3564	.0103
128.338	.4010	.0106
132.884	.4337	.0112
137.370	.4571	.0113
141.800	.4383	.0114
146.179	.4286	.0104
150.512	.4148	.0106
154.803	.3728	.0102
159.058	.3184	.0101
163.283	.2724	.0096
167.484	.2007	.0095

E = 4.300

Θ	σ	Δσ
34.803	234.3478	2.8929
40.512	174.9411	2.5310
46.179	144.1480	1.5166
51.800	119.9295	1.3507
57.370	102.8598	1.3395
62.884	88.5186	1.2455
79.053	66.2021	.6739
84.308	60.0088	.6294
89.492	57.2814	.6492
94.603	52.9733	.6179
99.640	49.1516	.6165
104.603	47.7229	.6016
109.492	48.1185	.4110
114.308	45.6285	.3934
119.053	45.3670	.3991
123.729	45.0562	.3981
128.338	44.7832	.4050
132.884	43.9448	.3992
137.370	44.9685	.4175
141.800	44.4714	.4130
146.179	45.3852	.4060
150.512	45.1468	.4036
154.803	46.7310	.4284
159.058	45.7450	.4187
163.283	46.5849	.4314
167.484	46.6516	.4294

Θ	A	ΔA
34.803	−.1485	.0141
40.512	−.2049	.0157
46.179	−.2230	.0123
51.800	−.2836	.0132
57.370	−.3176	.0149
62.884	−.3402	.0155
68.338	−.3336	.0248
73.729	−.2937	.0252
79.053	−.2867	.0120
84.308	−.2348	.0120
89.492	−.1621	.0126
94.603	−.0857	.0127
99.640	−.0111	.0137
104.603	.1024	.0137
109.492	.1576	.0083
114.308	.2348	.0087
119.053	.3129	.0096
123.729	.3692	.0099
128.338	.4181	.0108
132.884	.4479	.0109
137.370	.4567	.0113
141.800	.4746	.0112
146.179	.4484	.0106
150.512	.4109	.0100
154.803	.3749	.0101
159.058	.3208	.0096
163.283	.2622	.0095
167.484	.2205	.0090

E = 4.400

Θ	σ	Δσ
34.803	249.8575	2.8570
40.512	183.6951	2.6669
46.179	152.9200	1.5228
51.800	127.1305	1.4284
57.370	108.0450	1.3119
62.884	92.9792	1.3123
79.053	67.0018	.6625
84.308	62.1384	.6568
89.492	58.4088	.6367
94.603	56.3738	.6549
99.640	50.2393	.6020
104.603	50.0423	.6332
109.492	49.1128	.4149
114.308	47.6970	.4118
119.053	46.8979	.4066
123.729	46.7670	.4143
128.338	47.1015	.4180
132.884	47.4294	.4293
137.370	47.3924	.4310
141.800	48.0784	.4447
146.179	48.6240	.4277
150.512	48.2660	.4308
154.803	49.2822	.4443
159.058	50.2856	.4577
163.283	50.7719	.4603
167.484	51.4204	.4705

Θ	A	ΔA
34.803	−.1451	.0132
40.512	−.1824	.0158
46.179	−.2221	.0115
51.800	−.2769	.0132
57.370	−.2938	.0140
62.884	−.3168	.0156
68.338	−.3541	.0219
73.729	−.3095	.0254
79.053	−.2710	.0115
84.308	−.2160	.0121
89.492	−.1637	.0121
94.603	−.0739	.0127
99.640	.0017	.0131
104.603	.0876	.0137
109.492	.1823	.0081
114.308	.2658	.0090
119.053	.3290	.0094
123.729	.4046	.0103
128.338	.4323	.0104
132.884	.4707	.0110
137.370	.4690	.0109
141.800	.4731	.0112
146.179	.4612	.0103
150.512	.4292	.0102
154.803	.3783	.0098
159.058	.3479	.0097
163.283	.2755	.0090
167.484	.2067	.0088

E = 4.500

θ	σ	Δσ
34.803	237.9593	2.9115
40.512	181.4130	2.7279
46.179	151.5005	1.5587
51.800	124.3979	1.4416
57.370	105.1077	1.3510
62.884	88.9972	1.3273
79.053	63.0328	.6547
84.308	58.3755	.6444
89.492	55.5349	.6392
94.603	51.8307	.6402
99.640	48.0636	.6105
104.603	47.1438	.6291
109.492	46.0126	.3956
114.308	44.9552	.3939
119.053	44.8478	.3953
123.729	44.7549	.4018
128.338	45.7109	.4119
132.884	44.7669	.4120
137.370	46.3911	.4282
141.800	45.8482	.4306
146.179	47.1132	.4193
150.512	46.7872	.4214
154.803	48.2527	.4402
159.058	48.5971	.4467
163.283	50 5009	.4621
167.484	49.7477	.4596

θ	A	ΔA
34.803	−.1613	.0141
40.512	−.2115	.0163
46.179	−.2285	.0120
51.800	−.2582	.0135
57.370	−.3064	.0148
62.884	−.3524	.0164
68.338	−.3357	.0234
73.729	−.3598	.0262
79.053	−.2919	.0123
84.308	−.2161	.0128
89.492	−.1606	.0129
94.603	−.0494	.0135
99.640	.0293	.0138
104.603	.1303	.0144
109.492	.1829	.0086
114.308	.2786	.0095
119.053	.3559	.0100
123.729	.3917	.0105
128.338	.4553	.0110
132.884	.4895	.0116
137.370	.4766	.0114
141.800	.5031	.0119
146.179	.4562	.0106
150.512	.4445	.0106
154.803	.3970	.0103
159.058	.3360	.0099
163 283	.2695	.0093
167.484	.2066	.0091

E = 4.600

θ	σ	Δσ
34.803	226.1939	2.8096
40.512	179.5434	2.6225
46.179	147.1463	1.5158
51.800	119.1916	1.3756
57.370	96.6974	1.2891
62.884	85.3461	1.2654
79.053	59.8866	.6285
84.308	55.0608	.6102
89.492	51.3055	.6065
94.603	49.3097	.6089
99.640	45.3987	.5866
104.603	44.6230	.5966
109.492	44.4674	.3827
114.308	44.1822	.3850
119.053	42 8067	.3786
123.729	43 7611	.3909
128.338	43.2218	.3915
132.884	43 9561	.4020
137.370	44 0003	.4081
141 800	45.5222	.4239
146.179	45 4884	.4053
150.512	46.9826	.4199
154.803	47.4627	.4324
159.058	48.3510	.4415
163.283	49.8119	.4550
167.484	50.2605	.4603

θ	A	ΔA
34.803	−.1519	.0142
40.512	−.1672	.0159
46.179	−.2208	.0120
51.800	−.2677	.0134
57.370	−.2965	.0151
62.884	−.3068	.0161
68.338	−.3234	.0278
73.729	−.3214	.0255
79.053	−.2570	.0124
84.308	−.2013	.0127
89 492	−.1502	.0131
94.603	− 0650	.0134
99.640	0026	.0140
104.603	1053	.0144
109.492	.1916	.0086
114.308	2850	.0093
119.053	.3445	.0099
123 729	4002	.0104
128.338	.4521	.0110
132.884	.4792	.0113
137.370	.5025	.0117
141 800	.4997	.0116
146.179	.4654	.0107
150.512	.4366	.0103
154.803	.3977	.0103
159.058	.3384	.0098
163.283	.2608	.0093
167.484	.2145	.0090

E = 4.700

Θ	σ	Δσ
34.803	239.7165	2.8425
40.512	183.4820	2.6193
46.179	152.1945	1.5326
51.800	124.1945	1.3943
57.370	103.4107	1.3059
62.884	85.9594	1.2588
79.053	59.7743	.6229
84.308	52.8615	.5943
89.492	51.3525	.6010
94.603	46.8896	.5919
99.640	44.4220	.5749
104.603	43.6569	.5861
109.492	43.7954	.3767
114.308	43.4412	.3786
119.053	42.9402	.3784
123.729	43.0466	.3846
128.338	43.4651	.3920
132.884	42.8889	.3929
137.370	45.1053	.4150
141.800	45.0612	.4193
146.179	46.5386	.4124
150.512	47.3546	.4220
154.803	49.2345	.4451
159.058	49.4902	.4495
163.283	51.6015	.4681
167.484	51.5080	.4693

Θ	A	ΔA
34.803	−.1540	.0136
40.512	−.1713	.0157
46.179	−.2006	.0116
51.800	−.2559	.0130
57.370	−.2907	.0144
62.884	−.3012	.0159
68.338	−.3226	.0219
73.729	−.2934	.0243
79.053	−.2771	.0123
84.308	−.1928	.0128
89.492	−.1384	.0130
94.603	−.0451	.0137
99.640	.0279	.0141
104.603	.1376	.0147
109.492	.2129	.0088
114.308	.3042	.0095
119.053	.3771	.0102
123.729	.4254	.0107
128.338	.4636	.0111
132.884	.4979	.0115
137.370	.5301	.0118
141.800	.4969	.0115
146.179	.4786	.0107
150.512	.4277	.0102
154.803	.3954	.0102
159.058	.3390	.0098
163.283	.2898	.0094
167.484	.2112	.0089

E = 4.800

Θ	σ	Δσ
34.803	238.7046	2.8379
40.512	185.2579	2.5129
46.179	151.8939	1.5310
51.800	125.0843	1.3546
57.370	103.3547	1.3058
62.884	88.0966	1.2146
79.053	57.4290	.6089
84.308	53.2792	.5792
89.492	49.3979	.5899
94.603	46.7936	.5710
99.640	43.3754	.5681
104.603	43.0099	.5621
109.492	42.4106	.3664
114.308	42.0015	.3645
119.053	41.6040	.3684
123.729	42.1900	.3744
128.338	42.2940	.3831
132.884	43.6275	.3943
137.370	44.5584	.4107
141.800	45.3014	.4167
146.179	45.7020	.4058
150.512	48.2195	.4257
154.803	49.3365	.4457
159.058	50.7819	.4564
163.283	51.4834	.4670
167.484	52.6613	.4752

Θ	A	ΔA
34.803	−.1598	.0137
40.512	−.1693	.0150
46.179	−.2321	.0117
51.800	−.2306	.0125
57.370	−.3009	.0144
62.884	−.3069	.0152
68.338	−.2787	.0221
73.729	−.2649	.0238
79.053	−.2785	.0126
84.308	−.2104	.0123
89.492	−.1237	.0131
94.603	−.0399	.0132
99.640	.0303	.0141
104.603	.1395	.0140
109.492	.2382	.0089
114.308	.3168	.0093
119.053	.4143	.0104
123.729	.4528	.0107
128.338	.5103	.0115
132.884	.5429	.0116
137.370	.5500	.0119
141.800	.5173	.0114
146.179	.5050	.0110
150.512	.4529	.0102
154.803	.4009	.0102
159.058	.3334	.0095
163.283	.2762	.0094
167.484	.2149	.0087

ε = 4.900

Θ	σ	Δσ
34.803	243.7305	2.8684
40.512	188.7645	2.7010
46.179	156.1294	1.5581
51.800	128.2860	1.4397
57.370	101.7359	1.3007
62.884	86.7594	1.2907
79.053	56.2527	.6028
84.308	52.0847	.5993
89.492	47.7159	.5816
94.603	45.8204	.5969
99.640	42.1526	.5633
104.603	41.3210	.5855
109.492	41.2346	.3582
114.308	41.3302	.3654
119.053	40.0642	.3574
123.729	41.3980	.3748
128.338	41.5646	.3781
132.884	42.5901	.3933
137.370	43.1713	.4006
141.800	45.1171	.4224
146.179	45.6783	.4059
150.512	47.8963	.4281
154.803	48.5475	.4398
159.058	50.5056	.4596
163.283	51.1799	.4649
167.484	53.8349	.4899

ε = 5.000

Θ	σ	Δσ
34.803	260.8127	3.0508
40.512	202.5442	2.9768
46.179	161.9500	1.6300
51.800	134.0454	1.5570
57.370	107.8017	1.3777
62.884	90.1170	1.4101
79.053	56.9347	.6230
84.308	52.1470	.6352
89.492	47.9629	.6019
94.603	45.3406	.6353
99.640	42.4962	.5852
104.603	41.3984	.6286
109.492	40.8991	.3594
114.308	40.7499	.3691
119.053	40.1673	.3622
123.729	40.7560	.3788
128.338	40.2358	.3727
132.884	42.2273	.3998
137.370	43.2379	.4057
141.800	45.2344	.4329
146.179	46.0959	.4123
150.512	48.9814	.4430
154.803	49.8787	.4538
159.058	51.4702	.4744
163.283	53.0020	.4828
167.484	53.5027	.4945

Θ	A	ΔA
34.803	−.0864	.0134
40.512	−.1548	.0156
46.179	−.2172	.0116
51.800	−.2228	.0130
57.370	−.2665	.0146
62.884	−.3236	.0161
68.338	−.2847	.0233
73.729	−.3141	.0267
79.053	−.2631	.0127
84.308	−.2107	.0132
89.492	−.1530	.0135
94.603	− 0480	.0141
99.640	.0281	.0145
104.603	.1648	.0152
109.492	.2315	.0091
114.308	.3170	.0099
119.053	.3950	.0105
123.729	.4680	.0113
128.338	.5025	.0115
132.884	.5442	.0121
137.370	.5459	.0120
141.800	.5380	.0120
146.179	.5013	.0110
150.512	.4638	.0108
154.803	.4085	.0105
159.058	.3633	.0102
163.283	.2815	.0097
167.484	.2141	.0092

Θ	A	ΔA
34.803	−.1133	.0134
40.512	−.1621	.0161
46.179	−.1946	.0116
51.800	−.2181	.0134
57.370	−.2672	.0145
62.884	−.3073	.0167
68.338	−.3157	.0229
73.729	−.3224	.0274
79.053	−.2745	.0130
84.308	−.2035	.0139
89.492	−.1540	.0138
94.603	−.0675	.0150
99.640	.0070	.0149
104.603	.1503	.0162
109.492	.2414	.0095
114.308	.3495	.0107
119.053	.4062	.0110
123.729	.4709	.0119
128.338	.5265	.0121
132.884	.5448	.0126
137.370	.5487	.0124
141.800	.5341	.0126
146.179	.5276	.0117
150.512	.4611	.0113
154.803	.4227	.0109
159.058	.3402	.0105
163.283	.2737	.0098
167.484	.2089	.0102

E = 5.100

Θ	σ	Δσ
34.803	247.1933	2.8129
40.512	194.0410	2.7342
46.179	158.4312	1.5439
51.800	127.4077	1.4394
57.370	100.2806	1.2580
62.884	83.2489	1.2811
79.053	53.5042	.5746
84.308	48.0357	.5787
89.492	43.0763	.5421
94.603	41.8506	.5783
99.640	39.2305	.5318
104.603	38.5216	.5725
109.492	37.2810	.3268
114.308	36.3772	.3302
119.053	36.6519	.3296
123.729	37.3123	.3456
128.338	38.1449	.3495
132.884	39.2446	.3690
137.370	40.2331	.3750
141.800	42.4803	.4029
146.179	43.9253	.3899
150.512	45.7654	.4118
154.803	47.2841	.4272
159.058	49.0033	.4480
163.283	50.6146	.4576
167.484	50.3370	.4623

Θ	A	ΔA
34.803	-.1366	.0132
40.512	-.1674	.0157
46.179	-.2061	.0112
51.800	-.2432	.0131
57.370	-.2816	.0143
62.884	-.3008	.0165
68.338	-.2898	.0220
79.053	-.2674	.0126
84.308	-.2309	.0139
89.492	-.1397	.0139
94.603	-.0475	.0148
99.640	.0316	.0151
104.603	.1572	.0161
109.492	.2578	.0097
114.308	.3479	.0108
119.053	.4372	.0113
123.729	.5001	.0122
128.338	.5521	.0123
132.884	.5650	.0127
137.370	.6048	.0129
141.800	.5658	.0128
146.179	.5391	.0116
150.512	.4950	.0114
154.803	.4381	.0109
159.058	.3723	.0106
163.283	.3120	.0099
167.484	.2158	.0099

E = 5.200

Θ	σ	Δσ
34.803	241.0273	3.2403
40.512	194.1499	2.8818
46.179	159.9664	1.7287
51.800	125.4045	1.4881
57.370	100.5462	1.4808
62.884	81.8862	1.3474
79.053	52.3269	.6455
84.308	45.0864	.5883
89.492	42.2115	.6291
94.603	39.0906	.5935
99.640	36.9340	.6170
104.603	35.9400	.5893
109.492	35.3679	.3323
114.308	35.3296	.3287
119.053	34.8916	.3378
123.729	35.6426	.3400
128.338	36.0767	.3569
132.884	37.3925	.3622
137.370	39.3356	.3917
141.800	40.1528	.3925
146.179	43.0465	.3991
150.512	43.8482	.4017
154.803	46.7470	.4405
159.058	46.7921	.4359
163.283	49.0735	.4628
167.484	50.2824	.4669

Θ	A	ΔA
34.803	-.1167	.0152
40.512	-.1497	.0163
46.179	-.1820	.0126
51.800	-.2182	.0137
57.370	-.2782	.0163
62.884	-.3183	.0174
68.338	-.2763	.0274
73.729	-.3292	.0285
79.053	-.2697	.0146
84.308	-.2267	.0148
89.492	-.1326	.0158
94.603	-.0541	.0160
99.640	.0420	.0172
104.603	.1566	.0173
109.492	.2609	.0109
114.308	.3658	.0113
119.053	.4596	.0126
123.729	.5000	.0126
128.338	.5659	.0136
132.884	.5895	.0137
137.370	.5830	.0137
141.800	.5476	.0135
146.179	.5462	.0126
150.512	.4870	.0120
154.803	.4236	.0117
159.058	.3710	.0114
163.283	.2963	.0111
167.484	.2105	.0101

E = 5.300

θ	σ	Δσ
34.803	268.8307	3.1381
40.512	210.8324	2.8505
46.179	163.4154	1.6572
51.800	132.7363	1.4854
57.370	103.4573	1.3805
62.884	84.3586	1.3073
79.053	50.6792	.5963
84.308	46.0821	.5758
89.492	41.1920	.5770
94.603	38.7423	.5717
99.640	36.3127	.5651
104.603	35.7420	.5681
109.492	34.8609	.3189
114.308	34.5686	.3193
119.053	34.1791	.3220
123.729	34.7659	.3295
128.338	35.3839	.3404
132.884	36.8773	.3539
137.370	38.6343	.3745
141.800	40.4180	.3897
146.179	42.2194	.3845
150.512	44.0101	.3997
154.803	45.4980	.4218
159.058	47.6505	.4390
163.283	50.0914	.4617
167.484	53.2592	.4870

θ	A	Δ A
34.803	−.1079	.0134
40.512	−.1614	.0151
46.179	−.1890	.0117
51.800	−.2307	.0130
57.370	−.2897	.0151
62.884	−.3178	.0166
68.338	−.2992	.0236
73.729	−.3394	.0263
79.053	−.2770	.0138
84.308	−.2172	.0142
89.492	−.1371	.0151
94.603	−.0283	.0156
99.640	.0330	.0166
104.603	.1632	.0170
109.492	.2550	.0106
114.308	.3534	.0112
119.053	.4375	.0122
123.729	.5381	.0129
128.338	.5663	.0134
132 884	.6081	.0137
137.370	.6041	.0139
141.800	.6013	.0137
146.179	.5492	.0125
150.512	.5153	.0122
154.803	.4098	.0117
159.058	.3931	.0114
163.283	.2837	.0101
167.484	.2075	.0091

E = 5.400

θ	σ	Δσ
34.803	258.8904	2.9909
40.512	196.2278	2.6622
46.179	159.1520	1.5940
51.800	126.7899	1.4037
57.370	100.1568	1.3163
62.884	80.5768	1.2299
79.053	48.7644	.5684
84.308	42.2286	.5340
89.492	38.7778	.5448
94.603	35.6209	.5319
99.640	33.8457	.5342
104.603	32.9981	.5303
109.492	31.7821	.2939
114.308	31.5861	.2937
119.053	31.8228	.3016
123.729	32.1625	.3059
128.338	32.8302	.3180
132.884	33.1339	.3216
137.370	35.7598	.3491
141.800	36.3451	.3540
146.179	38.9431	.3566
150.512	40.3724	.3679
154.803	44.2783	.4088
159.058	45.4098	.4173
163.283	48.3821	.4449
167.484	48.1114	.4422

θ	A	Δ A
34.803	−.0886	.0132
40.512	−.0990	.0150
46.179	−.1621	.0115
51.800	−.1996	.0127
57.370	−.2675	.0147
62.884	−.2654	.0163
68.338	−.3306	.0243
73.729	−.3080	.0273
79.053	−.2738	.0137
84.308	−.2143	.0143
89.492	−.1221	.0152
94.603	−.0013	.0157
99.640	.0320	.0166
104.603	.1574	.0168
109.492	.2821	.0107
114.308	.3822	.0112
119.053	.4735	.0124
123.729	.5342	.0127
128.338	.6128	.0139
132.884	.6283	.0141
137.370	.6479	.0143
141 800	.5959	.0137
146.179	.5748	.0129
150.512	.4913	.0120
154.803	.4453	.0113
159.058	.3573	.0103
163.283	.2934	.0096
167.484	.2067	.0090

E = 5.500

Θ	σ	Δσ
34.803	268.4224	3.0688
40.512	207.1774	2.7503
46.179	165.5141	1.6431
51.800	128.4556	1.4285
57.370	103.5325	1.3472
62.884	80.7048	1.2501
79.053	49.1183	.5757
84.308	41.4057	.5369
89.492	37.4901	.5451
94.603	34.7811	.5361
99.640	32.8057	.5342
104.603	32.5278	.5358
109.492	31.3447	.2919
114.308	30.7353	.2895
119.053	30.8187	.2958
123.729	31.1896	.3009
128.338	31.4317	.3095
132.884	33.2151	.3240
137.370	34.7245	.3430
141.800	37.0791	.3612
146.179	38.9285	.3573
150.512	41.6317	.3788
154.803	43.3641	.4027
159.058	45.3415	.4181
163.283	47.2493	.4368
167.484	48.5360	.4468

Θ	A	ΔA
34.803	−.0901	.0131
40.512	−.1424	.0148
46.179	−.1730	.0114
51.800	−.2479	.0129
57.370	−.2540	.0147
62.884	−.2993	.0166
68.338	−.2785	.0211
73.729	−.2930	.0235
79.053	−.2829	.0139
84.308	−.2464	.0148
89.492	−.1268	.0156
94.603	−.0470	.0162
99.640	.0484	.0180
104.603	.1669	.0176
109.492	.2535	.0113
114.308	.4084	.0119
119.053	.4815	.0132
123.729	.6018	.0140
128.338	.6362	.0149
132.884	.6689	.0146
137.370	.6471	.0149
141.800	.6297	.0141
146.179	.5889	.0134
150.512	.5375	.0121
154.803	.4725	.0117
159.058	.3868	.0106
163.283	.3019	.0099
167.484	.2278	.0091

E = 5.600

Θ	σ	Δσ
34.803	264.1066	2.9760
40.512	214.5964	2.8388
46.179	168.2363	1.6321
51.800	134.9544	1.4860
57.370	105.0249	1.3192
62.884	83.4731	1.2894
79.053	47.3856	.5534
84.308	41.3238	.5465
89.492	37.0434	.5276
94.603	34.0124	.5442
99.640	31.7096	.5130
104.603	31.0257	.5424
109.492	30.5103	.2829
114.308	30.5348	.2909
119.053	29.8218	.2854
123.729	30.7089	.3006
128.338	31.4794	.3059
132.884	32.3499	.3211
137.370	34.5276	.3375
141.800	35.0762	.3500
146.179	37.8590	.3465
150.512	40.9438	.3756
154.803	43.0445	.3973
159.058	44.4414	.4134
163.283	47.3011	.4344
167.484	47.1211	.4379

Θ	A	ΔA
34.803	−.1227	.0129
40.512	−.1156	.0147
46.179	−.2069	.0112
51.800	−.2281	.0128
57.370	−.2615	.0142
62.884	−.2804	.0165
68.338	−.3359	.0202
73.729	−.3321	.0236
79.053	−.3108	.0138
84.308	−.2372	.0149
89.492	−.1665	.0153
94.603	−.0120	.0165
99.640	.0354	.0167
104.603	.1593	.0180
109.492	.3100	.0108
114.308	.4033	.0119
119.053	.5254	.0128
123.729	.5852	.0137
128.338	.6314	.0139
132.884	.6857	.0149
137.370	.6856	.0147
141.800	.6553	.0151
146.179	.6098	.0132
150.512	.5394	.0121
154.803	.4792	.0114
159.058	.4095	.0108
163.283	.3244	.0097
167.484	.2356	.0093

E = 5.700

Θ	σ	Δσ
34.803	278.3702	2.9275
40.512	211.8064	2.6165
46.179	170.6434	1.5995
51.800	136.5786	1.4126
57.370	106.3950	1.2635
62.884	84.8511	1.1903
79.053	46.0305	.5226
84.308	40.6110	.5046
89.492	36.5796	.4976
94.603	33.6754	.4983
99.640	32.2948	.4871
104.603	30.3628	.4932
109.492	29.8343	.2725
114.308	29.6434	.2753
119.053	29.3671	.2759
123.729	29.4850	.2819
128.338	31.1557	.2969
132.884	31.8440	.3067
137.370	33.5974	.3238
141.800	33.6239	.3283
146.179	37.1141	.3361
150.512	39.1065	.3544
154.803	41.6791	.3817
159.058	42.3951	.3896
163.283	46.4340	.4228
167.484	46.9109	.4286

E = 5.800

Θ	σ	Δσ
34.803	266.2788	2.8757
40.512	214.8317	2.6003
46.179	163.5769	1.5610
51.800	132.9083	1.3792
57.370	99.8317	1.2372
62.884	81.8048	1.1607
79.053	43.1607	.5096
84.308	37.8078	.4844
89.492	31.8149	.4784
94.603	31.7738	.4828
99.640	29.4133	.4756
104.603	28.5465	.4784
109.492	27.5104	.2570
114.308	27.2751	.2578
119.053	26.8039	.2588
123.729	27.7239	.2683
128.338	27.7552	.2737
132.884	29.0983	.2859
137.370	29.7097	.2966
141.800	32.7118	.3202
146.179	34.2751	.3150
150.512	36.4448	.3330
154.803	37.8757	.3527
159.058	40.1446	.3710
163.283	41.6453	.3855
167.484	44.4249	.4079

Θ	A	ΔA
34.803	−.1178	.0120
40.512	−.1535	.0139
46.179	−.1828	.0105
51.800	−.2354	.0119
57.370	−.2755	.0135
62.884	−.2728	.0153
68.338	−.3344	.0191
73.729	−.3025	.0221
79.053	−.2727	.0132
84.308	−.2352	.0141
89.492	−.1187	.0146
94.603	−.0219	.0156
99.640	.0611	.0159
104.603	.1749	.0168
109.492	.2938	.0104
114.308	.4132	.0113
119.053	.5034	.0122
123.729	.5960	.0135
128.338	.6331	.0136
132.884	.6741	.0143
137.370	.6729	.0143
141.800	.6222	.0141
146.179	.6051	.0128
150.512	.5321	.0115
154.803	.4619	.0110
159.058	.3823	.0101
163.283	.3087	.0093
167.484	.2324	.0088

Θ	A	ΔA
34.803	−.1088	.0124
40.512	−.1296	.0136
46.179	−.1736	.0107
51.800	−.2199	.0118
57.370	−.2684	.0140
62.884	−.2919	.0154
68.338	−.3038	.0206
73.729	−.2988	.0229
79.053	−.2755	.0136
84.308	−.2222	.0144
89.492	−.1363	.0158
94.603	−.0281	.0158
99.640	.0754	.0166
104.603	.1996	.0172
109.492	.3146	.0108
114.308	.3920	.0114
119.053	.5219	.0130
123.729	.5578	.0131
128.338	.6497	.0148
132.884	.6913	.0152
137.370	.6960	.0156
141.800	.6679	.0142
146.179	.5935	.0125
150.512	.5365	.0117
154.803	.4753	.0113
159.058	.3795	.0102
163.283	.3148	.0097
167.484	.2344	.0088

E = 5.900

Θ	σ	Δσ
34.803	259.1384	2.9142
40.512	210.7849	2.6550
46.179	161.8237	1.5796
51.800	128.6152	1.3844
57.370	98.1211	1.2675
62.884	78.3212	1.1834
79.053	40.9860	.5130
84.308	35.9731	.4894
89.492	31.7970	.4958
94.603	29.7759	.4902
99.640	28.1244	.4893
104.603	27.2877	.4890
109.492	26.3781	.2535
114.308	26.2655	.2544
119.053	25.1136	.2522
123.729	25.6144	.2578
128.338	26.1065	.2675
132.884	27.6228	.2796
137.370	29.3609	.2992
141.800	29.7646	.3032
146.179	32.2725	.3036
150.512	33.4540	.3132
154.803	35.9832	.3421
159.058	37.1673	.3510
163.283	40.1831	.3776
167.484	41.6311	.3886

Θ	A	ΔA
34.803	-.1247	.0129
40.512	-.1634	.0141
46.179	-.1915	.0113
51.800	-.2239	.0124
57.370	-.2914	.0147
62.884	-.2814	.0161
68.338	-.3146	.0229
73.729	-.3036	.0236
79.053	-.2988	.0146
84.308	-.2402	.0152
89.492	-.1271	.0163
94.603	-.0556	.0169
99.640	.0756	.0175
104.603	.2007	.0179
109.492	.3387	.0116
114.308	.4377	.0121
119.053	.5566	.0143
123.729	.6046	.0148
128.338	.6715	.0156
132.884	.6918	.0157
137.370	6901	.0150
141.800	6860	.0153
146.179	.6441	.0135
150.512	.5840	.0129
154.803	.4969	.0119
159.058	.4278	.0114
163.283	.3295	.0101
167.484	.2422	.0095

E = 6.000

Θ	σ	Δσ
34.780	302.0316	3.0203
40.490	232.7234	2.3272
46.150	183.6785	1.8368
51.770	142.0337	1.4203
57 340	103.8766	1.0388
62.850	91.1901	.9119
68.300	64.7892	5.8286
73.690	53 2802	.5328
79.010	43.7535	.4375
84.260	37.9083	.3791
89.450	33.5557	.3356
94 560	31.1109	.3111
99.590	27.0772	.2708
104.560	28.8920	.2889
109.450	27.6113	.2761
114.260	27.3360	.2734
119.010	26.4417	.2644
123.690	26.6776	1.6000
128 300	26.5314	3.1834
132 850	26 7481	3.2164
137.340	28.4193	3.4107
141 770	29.7368	2.5859
146.150	32.9397	.3294
150.490	35.3757	.3538
154 780	37.4738	.3747
159 040	39.6000	.3960
163.270	41.8186	.4182
167.470	43.4599	.4346

Θ	A	ΔA
34.780	- 0996	.0091
40.490	-.1250	.0107
46.150	-.1724	0066
51.770	-.2039	.0092
57.340	-.2486	.0074
62.850	-.2797	.0125
68.300	-.3074	.0069
73.690	- 3226	.0090
79.010	-.2931	.0070
84.260	-.2342	.0112
89.450	-.1515	0083
94.560	- 0152	.0128
99.590	.0514	.0078
104.560	.1683	.0096
109.450	3166	0058
137.340	.6794	.0070
146.150	.5281	.0081
150.490	.5286	.0084
154.780	4612	0049
159.040	.3943	0064
163.270	.3162	0044
167.470	.2385	.0062
171.660	.1593	.0060

E = 6.500

Θ	σ	Δσ
34.780	307.5942	3.0759
40.490	236.9580	2.3696
46.150	186.0404	1.8604
51.770	142.4621	1.4246
57.340	110.2681	1.1027
62.850	83.1838	.8318
68.300	62.8322	.6283
73.690	48.8750	.4888
79.010	39.6929	.3969
84.260	33.7402	.3374
89.450	30.4496	.3045
94.560	28.2238	.2822
99.590	24.5169	.2452
104.560	28.5441	.2854
109.450	25.5199	.2552
114.260	24.0026	3.6005
119.010	22.9441	3.2122
123.690	24.1729	3.1410
128.300	24.6662	2.7125
132.850	25.1524	.2515
137.340	26.6122	.2661
141.770	27.6528	.2765
146.150	29.3026	.2930
150.490	30.8062	.3081
154.780	32.7540	.3275
159.040	34.3967	.3440
163.270	36.9055	.3691
167.470	37.5221	.3752

Θ	A	ΔA
34.780	−.1231	.0090
40.490	−.1314	.0102
46.150	−.1913	.0065
51.770	−.2161	.0088
57.340	−.2685	.0075
62.850	−.3086	.0129
68.300	−.3510	.0069
73.690	−.3147	.0090
79.010	−.2896	.0072
89.450	−.1327	.0087
94.560	.0035	.0135
99.590	.1073	.0076
104.560	.2226	.0092
123.690	.5011	.0075
128.300	.6470	.0052
132.850	.6737	.0073
137.340	.6886	.0072
146.150	.6537	.0080
150.490	.5661	.0079
154.780	.5254	.0051
159.040	.4216	.0064
163.270	.3425	.0045
167.470	.2330	.0063
171.660	.1452	.0063

E = 7.000

Θ	σ	Δσ
34.780	300.2315	3.0023
40.490	235.1628	2.3516
46.150	181.9245	1.8192
51.770	137.9403	1.3794
57.340	105.9544	1.0595
62.850	74.3068	.7431
68.300	56.0806	.5608
73.690	43.0747	.4307
79.010	34.4386	.3444
84.260	29.3916	.2939
89.450	26.0305	.2603
94.560	25.5417	.2554
99.590	21.9175	.2192
104.560	24.1584	1.4498
109.450	23.7602	2.8507
114.260	22.8305	2.7391
119.010	21.6351	2.5953
123.690	22.8784	.2288
128.300	22.8742	.2287
132.850	22.8075	.2281
137.340	23.5290	.2353
141.770	24.1208	.2412
146.150	25.6068	.2561
150.490	26.7661	.2677
154.780	28.4886	.2849
159.040	30.4192	.3042
163.270	32.2319	.3223
167.470	33.7418	.3374

Θ	A	ΔA
34.780	−.1243	.0058
40.490	−.1395	.0071
46.150	−.1913	.0043
51.770	−.2531	.0063
57.340	−.2741	.0052
62.850	−.3051	.0091
68.300	−.3398	.0049
73.690	−.3401	.0068
79.010	−.2956	.0053
84.260	−.2218	.0083
89.450	−.1027	.0064
94.560	−.0352	.0093
99.590	.0925	.0055
119.010	.4296	.0037
123.690	.5609	.0057
128.300	.6414	.0037
132.850	.6450	.0054
137.340	.7015	.0053
146.150	.5613	.0059
150.490	.5182	.0062
154.780	.4947	.0036
159.040	.4316	.0048
163.270	.3540	.0032
167.470	.2628	.0048
171.660	.1754	.0048

E = 7.500

θ	σ	Δσ
34.780	289.0522	2.8905
40.490	218.3594	2.1836
46.150	175.1112	1.7511
51.770	130.4029	1.3040
57.340	95.9456	.9595
62.850	75.7993	.7580
68.300	49.7886	.4979
73.690	36.8583	.3686
79.010	29.4693	.2947
84.260	24.5418	.2454
89.450	22.8805	.2288
94.560	21.6068	.2161
99.590	18.4446	2.9499
104.560	20.4530	3.2711
109.450	21.8068	2.3981
114.260	20.8910	.2089
119.010	20.0756	.2008
123.690	20.2434	.2024
128.300	20.3499	.2035
132.850	19.6590	.1966
137.340	20.6580	.2066
141.770	20.5111	.2051
146.150	21.9347	.2193
150.490	22.5913	.2259
154.780	24.4696	.2447
159.040	25.2603	.2526
163.270	27.6116	.2761
167.470	28.1388	.2814

θ	A	ΔA
34.780	-.1014	.0055
40.490	-.1597	.0066
46.150	-.1872	.0039
51.770	-.2706	.0059
57.340	-.2890	.0045
62.850	-.3716	.0086
68.300	-.3587	.0046
73.690	-.3915	.0065
79.010	-.3057	.0049
84.260	-.2440	.0086
89.450	-.1076	.0060
94.560	.0117	.0090
114.260	.3763	.0050
119.010	.4637	.0033
123.690	.5662	.0052
128.300	.5990	.0034
137.340	.6020	.0034
141.770	.6111	.0059
146.150	.5625	.0034
150.490	.5527	.0059
154.780	.4964	.0034
159.040	.4778	.0046
163.270	.3539	.0030
167.470	.2884	.0046
171.660	.1717	.0040

E = 8.085

θ	σ	Δσ
23.270	812.2437	8.1224
34.780	295.3141	2.9531
40.490	216.7978	2.3935
46.150	173.5406	1.7354
51.770	119.8520	1.2004
57.340	91.2358	.9124
62.850	49.6104	.7609
68.300	45.7659	.4577
73.690	32.1333	.3780
79.010	26.1265	.2613
84.260	20.7695	.3089
89.450	20.4351	.2044
94.560	18.3526	2.9349
99.590	17.2219	2.7552
104.560	18.7503	2.7212
109.450	20.0205	.2002
114.260	19.0828	.1908
119.010	18.4185	.1842
123.690	18.3460	.1835
128.300	18.5594	.1856
132.850	17.4867	.1785
137.340	18.3892	.1839
141.770	17.5565	.1837
146.150	19.2495	.1925
150.490	19.3776	.1938
154.780	21.3253	.2133
159.040	21.3608	.2136
163.270	24.0080	.2401
167.470	24.0477	.2405

θ	A	ΔA
34.780	-.1281	.0054
40.490	-.1696	.0062
46.150	-.2238	.0041
51.770	-.2720	.0056
57.340	-.3259	.0049
62.850	-.3814	.0083
68.300	-.4147	.0048
73.690	-.4005	.0064
79.010	-.3379	.0055
84.260	-.2167	.0086
89.450	-.1102	.0061
104.560	.2875	.0065
109.450	.3566	.0040
114.260	.4175	.0049
119.010	.4833	.0036
123.690	.5539	.0050
128.300	.6006	.0035
132.850	.6441	.0049
137.340	.6136	.0036
146.150	.6215	.0039
150.490	.5964	.0060
154.780	.5465	.0038
159.040	.4685	.0047
163.270	.3718	.0034
167.470	.2797	.0046
171.660	.1655	.0048

E = 8.500

Θ	σ	Δσ
23.270	685.8447	6.8584
34.780	267.1255	2.6713
46.150	157.5907	1.5759
57.340	80.5588	.8056
68.300	39.4800	.3948
73.690	24.6929	.2469
79.010	22.0560	.2206
84.260	22.7161	.2272
89.450	17.9969	.1800
99.590	15.7541	.1575
104.560	16.5514	.1655
109.450	17.5468	.1755
114.260	17.1099	.1711
119.010	15.8475	.1585
123.690	16.5494	2.8134
128.300	16.0042	.1600
132.850	18.6069	.1861
137.340	15.4782	.1548
146.150	16.1149	.1611
150.490	15.6451	.1565
154.780	17.5658	.1757
159.040	21.1821	.2118
163.270	19.7828	.1978
167.470	22.8731	.2287

Θ	A	ΔA
22.690	−.0339	.0043
34.780	−.1153	.0053
40.490	−.1611	.0063
46.150	−.2248	.0047
51.770	−.2749	.0056
57.340	−.3268	.0070
62.850	−.3666	.0085
68.300	−.4212	.0055
73.690	−.3891	.0066
79.010	−.3398	.0078
84.260	−.1908	.0086
89.450	−.0491	.0084
99.590	.2196	.0066
104.560	.3089	.0066
109.450	.3232	.0049
114.260	.3940	.0050
119.010	.5246	.0053
123.690	.5259	.0056
128.300	.5712	.0049
132.850	.6174	.0051
137.340	.6234	.0051
141.770	.6518	.0053
146.150	.6294	.0062
150.490	.6348	.0066
154.780	.5347	.0047
159.040	.4569	.0050
163.270	.3579	.0048
167.470	.2733	.0049

E = 9.000

Θ	σ	Δσ
23.270	858.1036	8.5810
34.780	290.2291	2.9023
46.150	163.8474	1.6385
57.340	83.8612	.8386
68.300	39.6539	.3965
73.150	30.9532	2.7954
79.010	21.2989	.2130
83.740	16.0485	.1605
89.450	16.6756	.1668
99.590	14.5429	.1454
109.450	17.6097	.1761
113.790	18.0025	.1800
119.010	15.7481	.1575
123.220	19.1670	.1917
128.300	15.6949	.1569
137.340	15.0635	.1506
146.150	15.0903	.1509
150.050	17.7860	.1779
154.780	16.5372	.1654
158.610	17.8817	.1788
163.270	18.6299	.1863

Θ	A	ΔA
22.690	−.0419	.0043
28.460	−.0905	.0049
34.780	−.1227	.0055
39.920	−.1747	.0042
46.150	−.2209	.0048
51.210	−.2724	.0060
57.340	−.3202	.0077
62.300	−.3738	.0048
68.300	−.4252	.0058
73.150	−.4212	.0070
79.010	−.3406	.0087
83.740	−.2035	.0085
99.590	.2576	.0071
109.450	.3412	.0049
113.450	.3981	.0054
119.010	.4687	.0059
123.220	.4752	.0051
128.300	.5525	.0053
145.710	.5802	.0051
150.050	.5602	.0052
154.780	.5621	.0055
158.610	.4792	.0053
163.270	.3659	.0054

E = 9.500

Θ	σ	Δσ
23.270	872.2595	8.7226
34.780	288.2669	2.8827
46.150	162.8048	1.6280
57.340	79.4759	.7948
68.300	36.4704	.3647
73.690	21.6942	.2169
79.010	19.3287	.1933
89.450	15.2516	.1525
94.560	10.9112	.1091
99.590	14.0205	.1402
104.560	13.9177	.1392
109.450	16.3756	.1638
114.260	16.6495	.1665
119.010	14.5204	.1452
123.690	16.7803	.1678
128.300	14.2741	.1427
132.850	15.9093	.1591
137.340	13.2384	.1324
146.150	13.1812	.1318
154.780	14.2154	.1422
159.040	15.2006	.1520
163.270	16.0248	.1602
167.470	17.0223	.1702

Θ	A	Δ A
34.780	-.1802	.0037
40.490	-.2217	.0042
46.150	-.2797	.0028
51.770	-.3437	.0038
57.340	-.3777	.0035
62.850	-.4462	.0063
68.300	-.4540	.0035
73.690	-.4209	.0047
79.010	-.3761	.0039
94.560	.1672	.0071
99.590	.2567	.0040
104.560	.3436	.0049
109.450	.3707	.0028
114.260	.3919	.0034
119.010	.4546	.0026
123.690	.5383	.0038
128.300	.5824	.0027
132.850	.6338	.0037
146.150	.7518	.0037
150.490	.7083	.0039
154.780	.6167	.0027
159.040	.5642	.0039
163.270	.4445	.0027
167.470	.3559	.0038
171.660	.2525	.0039

E = 10.000

Θ	σ	Δσ
34.780	304.0921	3.0409
40.490	215.8714	2.1587
46.150	173.0587	1.7306
51.770	124.9676	1.2497
57.340	96.4764	.9648
62.850	67.2661	.8045
68.300	39.1146	.3911
73.690	23.9142	.2391
79.010	23.9442	.2394
89.450	13.7312	.1373
94.560	13.1515	.1616
99.590	14.8052	.1481
104.560	16.2839	.1628
109.450	17.8764	.1788
114.260	18.0092	.1801
119.010	18.8497	.1885
123.690	18.5069	.1851
128.300	19.4268	.1943
132.850	18.4476	.1845
137.340	18.6414	.1864
141.770	21.2156	.2122
146.150	22.2820	.2228
150.490	23.0162	.2302
154.780	19.5486	.1955
159.040	15.7384	.1574
163.270	18.2085	.1821
167.470	19.2628	.1926
171.660	19.7907	.1979

Θ	A	Δ A
34.780	-.1539	.0035
40.490	-.2284	.0040
46.150	-.2741	.0026
51.770	-.3305	.0037
57.340	-.3827	.0034
62.850	-.4007	.0065
68.300	-.4259	.0035
73.690	-.4376	.0047
79.010	-.3157	.0038
89.450	.0400	.0052
94.560	.1396	.0069
99.590	.2884	.0040
104.560	.3454	.0048
109.450	.3679	.0028
114.260	.3816	.0035
119.010	.4266	.0026
123.690	.4744	.0038
128.300	.5260	.0026
132.850	.5598	.0037
137.340	.6598	.0028
141.770	.6752	.0040
146.150	.6857	.0028
150.490	.6720	.0038
154.780	.6078	.0027
159.040	.5632	.0040
163.270	.4299	.0027
167.470	.3242	.0038
171.660	.2309	.0038

Literaturverzeichnis

AJZ79 F. Ajzenberg-Selove
Nucl. Phys. A320 (1979) 1

BAH82 J.N. Bahcall, W.F. Huebner, S.H. Lubow,
P.D. Parker, R.K. Ulrich
Rev. Mod. Phys. 54 (1982) 767

BEC69 F.D. Becchetti, Jr., G.W. Greenlees
Phys. Rev. 182 (1969) 1190

BET85 M. Betz
Zulassungsarbeit, Erlangen 1985

BLA52 J.M. Blatt, L.C. Biedenharn
Rev. Mod. Phys. 24 (1952) 258 und
Phys. Rev. 86 (1952) 399

BLO51 I. Bloch, M.H. Hull, Jr., A.A. Broyles,
W.G. Bouricius, B.E. Freeman, G. Breit
Rev. Mod. Phys. 23 (1951) 147

BYR84 R.C. Byrd, C.E. Floyd, K. Murphy, P.P. Guss,
R.L. Walter
Nucl. Phys. A427 (1984) 36

DAV64 R. Davis, Jr.
Phys. Rev. Lett. 12 (1964) 303

DAV78 R. Davis, Jr.
Proc. of Informal Conf. on Status and Future
of Solar Neutrino Research, ed. G. Friedlander,
Brookhaven 1978, Vol. 1, p. 1

DAV83 J.H. Dave, C.R. Gould
Phys. Rev. C28 (1983) 2212

HAL86 G. Hale
Private Mitteilung, Los Alamos 1986

HAR63 W.D. Harrison, A.B. Whitehead
Phys. Rev. 132 (1963) 2607

HAR67a W.D. Harrison
Nucl. Phys. A92 (1967) 253

HAR67b W.D. Harrison
Nucl. Phys. A92 (1967) 260

HER85 M. Herman
Private Mitteilung, Erlangen 1985

HOD71 P.E. Hodgson
"Nuclear Reactions and Nuclear Structure",
Oxford 1971

HOF83 H.M. Hofmann, T. Mertelmeier, W. Zahn
Nucl. Phys. A410 (1983) 208

HOF84 H.M. Hofmann
Nucl. Phys. A416 (1984) 363c

HOF85 H.M. Hofmann
Private Mitteilung, Los Alamos 1985

HOG79 H.H. Hogue, P.L. von Behren, D.W. Glasgow, S.G. Glendinning, P.W. Lisowski, C.E. Nelson, F.O. Purser, W. Tornow, C.R. Gould, L.W. Seagondollar
Nucl. Sci. Eng. 69 (1979) 22

JEN77 B.J.-R. Jenny
Dissertation, Zürich 1977

JEU77 J.-P. Jeukenne, A. Lejeune, C. Mahaux
Phys. Rev. C16 (1977) 80

KNI85 R.J. Knize
Proc. Sixth Int. Symp. Polar. Phenom. in Nucl. Phys., Osaka 1985

KRA82 H. Kräwinkel, H.W. Becker, L. Buchmann, J. Görres, K.U. Kettner, W.E. Kieser, R. Santo, P. Schmalbrock, H.-P. Trautvetter, A. Vlieks, C. Rolfs, J.W. Hammer, R.E. Azuma, W.S. Rodney
Z. Phys. A304 (1982) 307

LAN58 A.M. Lane, R.G. Thomas
Rev. Mod. Phys. 30 (1958) 257

LEE83 H. Leeb
Programm GOMEL, Wien 1983
(private Mitteilung)

MCC63 J.A. McCray
Phys. Rev. 130 (1963) 2034

OHL73 G.G. Ohlsen, P.W. Keaton, Jr.
Nucl. Intr. and Meth. 109 (1973) 41

PET69 C. Petitjean, L. Brown, R.G. Seyler
Nucl. Phys. A129 (1969) 209

SCH72 P.A. Schmelzbach, W. Grüebler, R.E. White,
V. König, R. Risler, P. Marmier
Nucl. Phys. A197 (1972) 273

SCH82 W. Schuster
Dissertation, Erlangen 1982

SCH86 R. Schmitt
Dissertation, Erlangen 1986

SEY69 R.G. Seyler
Nucl. Phys. A124 (1969) 253

TRA67 W. Trächslin, L. Brown, T.B. Clegg, R.G. Seyler
Phys. Lett. 25B (1967) 585

VEE68 L. Veeser, Wl. Haeberli
Nucl. Phys. A115 (1968) 172

WAL85 R. Walter
Private Mitteilung, DUKE Univ. 1985

WEI85 A. Weipert
Dissertation, Erlangen 1985

Mein Dank gilt

Herrn Prof. Dr. E. Finckh für sein stetes Interesse an dieser Arbeit und für die Möglichkeit, sie am Institut durchführen zu können;

Herrn Priv. Doz. Dr. W. Kretschmer für viele wertvolle Anregungen und seine ständige Bereitschaft, alle auftretenden Probleme zu diskutieren;

Herrn Prof. Dr. H. M. Hofmann für viele hilfreiche Diskussionen und die Überlassung von Ergebnissen theoretischer Modellrechnungen;

Herrn Dr. M. Herman, der ebenfalls noch nicht veröffentlichte theoretische Ergebnisse zur Verfügung gestellt hat;

den Herren Dr. H. Löh, Dr. W. Schuster, Dr. R. Schmitt, Dipl. Phys. A. Rauscher, Dipl. Phys. D. Vötisch und allen übrigen Mitgliedern der "Polarisierten Gruppe" für langjährige kollegiale Zusammenarbeit und für die tatkräftige Mithilfe bei den Experimenten;

Frau M. Betz, die im Rahmen ihrer Zulassungsarbeit einen Teil der Messungen ausgewertet und vorläufig analysiert hat;

meiner Frau R. Haller für die Hilfe bei der äußeren Gestaltung dieser Arbeit;

der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Bereitstellung von Finanzmitteln.

Lebenslauf

Martin Haller

Geboren	am 25. September 1959 in Nürnberg
Eltern	Gerhard Haller, Baudirektor, und Frieda Haller, geb. Schanderl
Familienstand	verheiratet seit dem 28. Juli 1983 mit Renate Haller, geb. Klinger, Industriekaufmann
Bekenntnis	evangelisch
Schulen	1965-1969 Grundschule Lutherplatz, Nürnberg 1969-1977 Pirckheimer-Gymnasium, Nürnberg
Studium	WS 1977/78 - WS 1982/83 Physikstudium an der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg
Prüfungen	24. Juni 1977 Abitur 12. November 1979 Diplom-Vorprüfung in Physik 17. Februar 1983 Diplom-Hauptprüfung in Physik
Stellungen	seit März 1983 wissenschaftlicher Mit- arbeiter am Physikalischen Institut der Universität Erlangen-Nürnberg

Offsetdruck · Fotodruck · Hogl · Hauptstraße 109 · 8520 Erlangen · Tel.09131/22990